



**UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA MECÁNICA**

**ESTUDIO NUMÉRICO SOBRE CONFINAMIENTO DE CALOR AL INTERIOR
DE TÚNELES MEDIANTE CORTINAS DE AIRE, USANDO EL CÓDIGO FDS:
EFECTOS DEBIDO A PAREDES NO-ADIABÁTICAS DEL TÚNEL**

**TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE MAGÍSTER EN CIENCIAS DE LA
INGENIERÍA MENCIÓN MECÁNICA**

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE INGENIERO CIVIL MECÁNICO

PABLO IVAN ROJAS MUÑOZ

**PROFESOR GUÍA:
JUAN CARLOS ELICER CORTÉS**

**MIEMBROS DE LA COMISION:
ANDRÉS FUENTES CASTILLO
RODRIGO HERNÁNDEZ PELLICER**

**SANTIAGO DE CHILE
SEPTIEMBRE 2012**

“ESTUDIO NUMÉRICO SOBRE CONFINAMIENTO DE CALOR AL INTERIOR DE
TÚNELES MEDIANTE CORTINAS DE AIRE, USANDO EL CÓDIGO FDS: EFECTO
DEBIDO A PAREDES NO-ADIABÁTICAS DEL TÚNEL”

POR: PABLO IVAN ROJAS MUÑOZ

FECHA: 29 DE SEPTIEMBRE DE 2012

PROF. GUÍA: Sr. JUAN CARLOS ELICER CORTÉS

El presente trabajo trata de un estudio numérico mediante el código *Fire Dynamics Simulator (FDS)* de las cortinas de aire *Doble Jet-Doble Flujo* y su eficiencia como dispositivos de confinamiento de calor producido por incendios al interior en túneles viales, enmarcándose en el proyecto FONDECYT N° 1085015.

Se modeló la instalación experimental del Laboratorio de Estudios en Fluidodinámica, asociado al Departamento de Ingeniería Mecánica de la Universidad de Chile que corresponde a un túnel a escala que contiene una fuente térmica y dos cortinas *Doble Jet-Doble Flujo* que buscan confinar calor.

Las simulaciones numéricas se realizaron mediante el código *FDS* en el Clúster *Levque* del Centro de Modelamiento Matemático de la Universidad de Chile (CMM). Se consideró la condición de paredes no adiabáticas del túnel y un mayor número de puntos de medición que estudios anteriores. El tratamiento de la turbulencia se realizó mediante el modelo Large Eddy Simulation (LES).

Con el fin de validar el modelo, en una primera etapa se simuló dos casos en base a estudios paralelos, uno experimental realizado por Schneider J. y otro numérico con *FLUENT* realizado por Castro J.

En una segunda etapa se simuló ocho casos de velocidad baja, identificando el número de Reynolds límite del *Doble Jet-Doble Flujo* para que la cortina no se desprenda de la superficie y cumpla su rol confinador. De acuerdo a esto, para cuatro de los ocho casos, se analizó la similitud correspondiente a los perfiles de velocidad y temperatura, y se construyeron distintas curvas asociadas al transporte turbulento de cantidad de movimiento y de calor. Además de identificar las estructuras rotacionales asociadas al transporte turbulento, como lo son los vórtices de Kelvin-Helmholtz y los de Görtler.

Con esto se pudo corroborar la efectividad de las cortinas *Doble Jet - Doble Flujo* como sistema de confinamiento, concluyendo que para velocidades bajas en los jets de la cortina, la configuración más eficiente en cuanto a confinamiento es la correspondiente al jet de recirculación más rápido.

Agradecimientos

Este trabajo de tesis fue posible gracias al financiamiento otorgado por el proyecto FONDECYT N°1085015 y por el apoyo del Departamento de Ingeniería Mecánica de la Universidad de Chile.

Agradecer también al Centro de Modelamiento Matemático (CMM) de la Universidad de Chile, el cual facilitó el Clúster *Levque* para realizar las simulaciones numéricas comprendidas en este estudio, en especial al Sr. Claudio Baeza Retamal por su buena disposición en solucionar los problemas que se presentaron.

Agradezco al Profesor Juan Carlos Elicer por darme la oportunidad de participar en este interesante proyecto, por estar siempre al tanto de los avances del trabajo y dispuesto a resolver las dudas que se me presentaron, aportando sus conocimientos y exigiendo lo mejor de mí para el desarrollo de ésta tesis.

Gracias a los miembros de la comisión Rodrigo Hernández y Andrés Fuentes por sus comentarios y observaciones que ayudaron a la realización de esta tesis.

Agradezco a mis amigos del Departamento de Ingeniería mecánica, por el compañerismo y apoyo brindado a lo largo de la carrera.

Gracias a mi familia por todo el apoyo brindado durante estos años. A mis hermanos, gracias por los momentos de distensión. A mi polola Fernanda, le agradezco por incentivar me siempre a hacer las cosas bien, sin importar lo difícil que sean. En especial, le dedico este trabajo a mis padres, a los cuales les agradezco todo el esfuerzo que significó para ellos darme la educación que me tengo, siempre incentivando el logro de las distintas metas que me he propuesto en la vida, sin ustedes nada de esto hubiese sido posible.

Índice General

1. Introducción	1
1.1 Motivación	3
1.2 Objetivos	4
1.2.1 Objetivo General.....	4
1.2.2 Objetivos Específicos	4
2. Antecedentes	5
2.1 Turbulencia	5
2.2 Mecanismos de transporte en flujo turbulento.....	6
2.2.1 Transporte turbulento de cantidad de movimiento	6
2.2.2 Transporte turbulento de calor.....	8
2.3 Escalas de movimiento en flujo turbulento.....	9
2.4 Estructuras vorticiales.....	11
2.4.1 Vórtices de Kelvin-Helmholtz.....	11
2.4.2 Vórtices de Görtler (estructuras contra-rotacionales).....	12
2.5 Modelación de la turbulencia.....	12
2.5.1 Large Eddy Simulation (LES)	12
2.5.2 Modelamiento de SGS.....	13
2.6 Jet plano de impacto.....	14
2.6.1 Parámetros Cinemáticos y Cantidades Turbulentas	15
2.6.2 Semi-ancho	17
2.6.3 Similitud	18
2.6.4 Estructura de un jet plano de impacto	19
2.7 Configuración Doble Jet–Doble Flujo (DJ-DF)	23
3. Modelamiento Computacional	26
3.1 Código FDS	26
3.2 Recurso computacional.....	26
3.3 Geometría a Modelar	27
3.3.1 Dimensiones de la Geometría.....	27
3.3.2 Geometría en FDS	28
3.3.3 Mallado en FDS.....	29

3.4	Puntos de Medición.....	31
3.5	Casos a analizar.....	31
3.6	Condiciones iniciales	32
3.7	Condiciones de Borde	33
4.	Análisis y Discusión de los resultados	34
4.1	Primera parte.....	34
4.1.1	Velocidad.....	34
4.1.2	Temperatura.....	38
4.2	Segunda Parte.....	40
4.2.1	Campos de velocidad y temperatura.....	40
4.2.2	Perfiles de Velocidad (Componente U).....	50
4.2.3	Perfiles de Temperatura.....	52
4.2.4	Velocidad (componente V).....	55
4.2.5	Similitud	56
4.2.6	Transporte turbulento de cantidad de movimiento	60
4.2.7	Transporte turbulento de calor.....	68
4.2.8	Coeficiente de Adelgazamiento (“Kurtosis factor”) y Coeficiente de disimetría (“Skewness factor”).....	75
4.2.9	Estructuras Vorticiales.....	79
5.	Conclusiones	84
6.	Bibliografía.....	86
	Apéndice A.....	88
A.1	Series temporales	88
A.1.1	Temperatura.....	88
A.1.2	Velocidad.....	94
A.2	Figuras complementarias	98
A.2.1	Velocidad (Componente V).....	98
A.2.2	Intensidad de turbulencia (velocidad U)	99
A.2.3	Esfuerzos de Reynolds	100
A.2.4	Intensidad de turbulencia (Componente V).....	101
A.2.5	Intensidad de turbulencia térmica.....	102
A.2.6	Transporte de calor turbulento en la dirección x.....	103

A.2.7 Transporte de calor turbulento en la dirección y	104
Apéndice B	106
B.1 Modelo Hidrodinámico	106
B.1.1 Ecuaciones Fundamentales de Conservación	106
B.1.2 Hipótesis de bajo Número de Mach y Ecuación de Estado	108
B.1.3 Combinación de Ecuaciones de Masa y Energía vía Divergencia	109
B.1.4 Ecuación de Cantidad de Movimiento.....	110
B.1.5 Ecuación de Presión (Ecuación de Poisson).....	111
B.1.6 Turbulencia vía Large Eddy Simulation (LES).....	112
B.1.7 Radiación Térmica.....	113

Índice de Figuras

Figura 1.1: Principio de funcionamiento de las cortinas <i>DJ-DF</i>	1
Figura 2.1: Descomposición de Reynolds de la velocidad en el eje x	6
Figura 2.2: Rangos en la escala de energía.....	10
Figura 2.3: Fotografía de un jet plano de impacto.....	15
Figura 2.4: Perfil de velocidad a la salida de la boquilla.....	15
Figura 2.5: Semi-ancho.....	18
Figura 2.6: Evolución del Semi-ancho de un jet plano en impacto	18
Figura 2.7: Perfiles de velocidad de un jet plano	19
Figura 2.8: Regiones de un jet plano de impacto	20
Figura 2.9: Aparición y evolución de vórtices Kelvin-Helmholtz en un jet plano de impacto	21
Figura 2.10: Eddies en la zona desarrollada, representados por superficies de iso-presión.	21
Figura 2.11: Vórtices de Görtler en la zona de impacto	22
Figura 2.12: Eddies en la zona de impacto, representados por superficies de iso-presión.....	22
Figura 2.13: Vectores de velocidad representativos de vórtices de Görtler	23
Figura 2.14: Perfil de velocidad en una configuración <i>Doble Jet</i>	24
Figura 2.15: Vórtices de Von-Kármán producidos por la separación entre Jets	25
Figura 3.1: Montaje experimental	27
Figura 3.2: Esquema de la geometría	27
Figura 3.3: Geometría FDS tridimensional	28
Figura 3.4: Zona de interés	29
Figura 3.5: Malla en forma de T invertida correspondiente a la zona de interés.....	29
Figura 3.6: Disposición de puntos de medición en la zona de interés.....	31
Figura 4.1: Perfiles de Velocidad U Caso I.....	34
Figura 4.2: Perfiles de Velocidad U Caso II.....	35
Figura 4.3: Comparación perfiles de velocidad FDS-Exp. Caso I	35
Figura 4.4: Comparación perfiles de velocidad FDS- Exp. Caso II.....	36
Figura 4.5: Comparación perfiles de velocidad FDS- FLUENT. Caso I.....	36
Figura 4.6: Comparación perfiles de velocidad FDS- FLUENT. Caso II.....	36
Figura 4.7: Comparación perfiles de Temperatura FDS- Exp. Caso I	38
Figura 4.8: Comparación perfiles de Temperatura FDS- FLUENT. Caso I.....	38
Figura 4.9: Comparación perfiles de Temperatura FDS- Exp. Caso II.....	39
Figura 4.10: Comparación perfiles de Temperatura FDS- FLUENT. Caso II.....	39
Figura 4.11: Comparación caso I Paredes adiabáticas-Paredes no adiabáticas	40
Figura 4.12: Campos de velocidad caso III	41
Figura 4.13: Campos de temperatura caso III.....	41
Figura 4.14: Campos de velocidad caso IIIb	42
Figura 4.15: Campos de temperatura caso IIIb.....	42
Figura 4.16: Campos de velocidad caso IV	43
Figura 4.17: Campos de temperatura caso IV	43

Figura 4.18: Campos de velocidad caso IVb	44
Figura 4.19: Campos de temperatura caso IVb	44
Figura 4.20: Campos de velocidad caso V	45
Figura 4.21: Campos de temperatura caso V	45
Figura 4.22: Campos de velocidad caso Vb	46
Figura 4.23: Campos de temperatura caso Vb.....	46
Figura 4.24: Campos de velocidad caso VI.....	47
Figura 4.25: Campos de temperatura caso VI	47
Figura 4.26: Campos de velocidad caso VIb	48
Figura 4.27: Campos de temperatura caso VIb	48
Figura 4.28: Perfiles de Velocidad U . a) Caso III b) Caso IIIb	50
Figura 4.29: Perfiles de Velocidad U . a) Caso IV b) Caso IVb	50
Figura 4.30: Perfiles de Velocidad U . a) Caso V b) Caso Vb	51
Figura 4.31: Perfiles de Velocidad U . a) Caso VI b) Caso VIb	51
Figura 4.32: Perfiles de temperatura. a) Caso III b) Caso IIIb	52
Figura 4.33: Perfiles de temperatura. a) Caso IV b) Caso IVb.....	53
Figura 4.34 : Perfiles de temperatura. a) Caso V b) Caso Vb	53
Figura 4.35: Perfiles de temperatura. a) Caso VI b) Caso VIb.....	54
Figura 4.36: Perfiles de velocidad V . a) Caso V b) Caso Vb	55
Figura 4.37: Perfiles de velocidad V . a) Caso VI b) Caso VIb.....	56
Figura 4.38: Expansión del Doble Jet - Doble Flujo. a) Caso V b) Caso Vb.....	56
Figura 4.39: Expansión del Doble Jet - Doble Flujo. a) Caso VI b) Caso VIb	57
Figura 4.40: Perfiles de velocidad U normalizados. a) Caso V b) Caso Vb	58
Figura 4.41: Perfiles de velocidad U normalizados. a) Caso VI b) Caso VIb.....	58
Figura 4.42: Perfiles de Temperatura normalizados. a) Caso V b) Caso Vb	59
Figura 4.43: Perfiles de Temperatura normalizados. a) Caso VI b) Caso VIb.....	59
Figura 4.44: Intensidad de turbulencia de velocidad U . a) Caso V b) Caso Vb.....	61
Figura 4.45: Intensidad de turbulencia de velocidad U . a) Caso VI b) Caso VIb	61
Figura 4.46: Comparación de intensidad de turbulencia I_U	62
Figura 4.47: Esfuerzos de Reynolds, componente $\langle u'v' \rangle$. a) Caso V b) Caso Vb	63
Figura 4.48: Esfuerzos de Reynolds, componente $\langle u'v' \rangle$. a) Caso VI b) Caso VIb.....	63
Figura 4.49: Comp. de la posición de los máximos en las curvas $\langle u'v' \rangle$ y $\langle u'v' \rangle$, Caso V.....	64
Figura 4.50: Comp. de la posición de los máximos en las curvas $\langle u'v' \rangle$ y $\langle u'v' \rangle$, Caso Vb.....	65
Figura 4.51: Comp. de la posición de los máximos en las curvas $\langle u'v' \rangle$ y $\langle u'v' \rangle$, Caso VI	65
Figura 4.52: Comp. de la posición de los máximos en las curvas $\langle u'v' \rangle$ y $\langle u'v' \rangle$, Caso VIb	66
Figura 4.53: Intensidad de turbulencia de velocidad V . a) Caso V b) Caso Vb	67
Figura 4.54: Intensidad de turbulencia de velocidad V . a) Caso VI b) Caso VIb.....	67
Figura 4.55: Campo de temperatura fluctuante normalizado. a) Caso V b) Caso Vb	68
Figura 4.56: Campo de temperatura fluctuante normalizado. a) Caso VI b) Caso VIb	69
Figura 4.57: Intensidad de turbulencia térmica. a) Caso V b) Caso Vb	70
Figura 4.58: Intensidad de turbulencia térmica. a) Caso VI b) Caso VIb	70
Figura 4.59: Transporte turbulento de calor en la dirección x . a) Caso V b) Caso Vb	71

Figura 4.60: Transporte turbulento de calor en la dirección x. a) caso VI b) Caso VIb.....	72
Figura 4.61: Perfiles verticales de transferencia longitudinal de calor por mecanismos turbulentos. a) Caso V b) Caso Vb.....	73
Figura 4.62: Perfiles verticales de transferencia longitudinal de calor por mecanismos turbulentos. a) Caso VI b) Caso VIb	73
Figura 4.63: Transporte turbulento de calor en la dirección y. a) Caso V b) caso Vb	74
Figura 4.64: Transporte turbulento de calor en la dirección y. a) Caso VI b) Caso VIb.....	74
Figura 4.65: Kurtosis factor (K_U) y Skewness factor (S_U), Caso V	76
Figura 4.66: Kurtosis factor (K_U) y Skewness factor (S_U), Caso Vb	76
Figura 4.67: Kurtosis factor (K_U) y Skewness factor (S_U), Caso VI.....	77
Figura 4.68: Kurtosis factor (K_U) y Skewness factor (S_U), Caso VIb	77
Figura 4.69: Coeficiente K promedio	78
Figura 4.70. Coeficiente S promedio.....	78
Figura 4.71: Vórtices del tipo Kelvin-Helmholtz, Caso V. a) 25 [s] b) 50 [s]	79
Figura 4.72: Vórtices del tipo Kelvin-Helmholtz, Caso Vb. a) 25 [s] b) 50 [s]	80
Figura 4.73: Vórtices del tipo Kelvin-Helmholtz. Caso VI. a) 25 [s] b) 50 [s].....	80
Figura 4.74: Vórtices del tipo Kelvin-Helmholtz. Caso VIb. a) 25 [s] b) 50 [s].....	80
Figura 4.75: Campo vectorial de velocidad. a) Caso III b) Caso IIIb	81
Figura 4.76: Campo vectorial de velocidad. a) Caso IV b) Caso IVb	82
Figura 4.77: Vórtices de Görtler en la zona de impacto. a) Caso V b) Caso Vb.....	82
Figura 4.78: Vórtices de Görtler en la zona de impacto. a) Caso VI b) Caso VIb	83
Figura A.1: Puntos de medición para los casos V y VI.....	88
Figura A.2: Puntos de medición para los casos Vb y VIb	88
Figura A.3: Series temporales de temperatura, puntos A,B,C,D,E; Caso V	89
Figura A.4: Series temporales de temperatura, puntos F,G,H,I,J; Caso V	89
Figura A.5: Series temporales de temperatura, puntos K,L,M,N,O; Caso V	89
Figura A.6: Series temporales de temperatura, puntos P y Q; Caso V.....	90
Figura A.7: Series temporales de temperatura, puntos A,B,C,D,E; Caso Vb.....	90
Figura A.8: Series temporales de temperatura, puntos F,G,H,I,J; Caso Vb	90
Figura A.9: Series temporales de temperatura, puntos K,L,M,N,O; Caso Vb	91
Figura A.10: Series temporales de temperatura, puntos P y Q; Caso Vb.....	91
Figura A.11: Series temporales de temperatura, puntos A,B,C,D,E; Caso VI.....	91
Figura A.12: Series temporales de temperatura, puntos F,G,H,I,J; Caso VI.....	92
Figura A.13: Series temporales de temperatura, puntos K,L,M,N,O; Caso VI.....	92
Figura A.14: Series temporales de temperatura, puntos P y Q; Caso VI.....	92
Figura A.15: Series temporales de temperatura, puntos A,B,C,D,E; Caso VIb	93
Figura A.16: Series temporales de temperatura, puntos F,G,H,I,J; Caso VIb.....	93
Figura A.17: Series temporales de temperatura, puntos K,L,M,N,O; Caso VIb	93
Figura A.18: Series temporales de temperatura, puntos P y Q; Caso VIb.....	94
Figura A.19: Series temporales de velocidad Caso V	95
Figura A.20: Series temporales de velocidad Caso Vb	96
Figura A.21: Series temporales de velocidad Caso VI.....	97

Figura A.22: Series temporales de velocidad Caso VIb	98
Figura A.23: Perfiles de velocidad V. a) Caso V b) Caso Vb	98
Figura A.24: Perfiles de velocidad V. a) Caso VI b) Caso VIb	99
Figura A.25: Intensidad de turbulencia de velocidad U. a) Caso V b) Caso Vb	99
Figura A.26: Intensidad de turbulencia de velocidad U. a) Caso VI b) Caso VIb	100
Figura A.27: Esfuerzos de Reynolds, componente $\langle u'v' \rangle$. a) Caso V b) Caso Vb	100
Figura A.28: Esfuerzos de Reynolds, componente $\langle u'v' \rangle$. a) Caso VI b) Caso VIb	101
Figura A.29: Intensidad de turbulencia de velocidad V. a) Caso V b) Caso Vb	101
Figura A.30: Intensidad de turbulencia de velocidad V. a) Caso VI b) Caso VIb	102
Figura A.31: Intensidad de turbulencia térmica. a) Caso V b) Caso Vb	102
Figura A.32: Intensidad de turbulencia térmica. a) Caso VI b) Caso VIb	103
Figura A.33: Transporte turbulento de calor en la dirección x. a) Caso V b) Caso Vb	103
Figura A.34: Transporte turbulento de calor en la dirección x. a) caso VI b) Caso VIb	104
Figura A.35: Transporte turbulento de calor en la dirección y. a) Caso V b) caso Vb	104
Figura A.36: Transporte turbulento de calor en la dirección y. a) Caso VI b) Caso VIb	105

Índice de Tablas

Tabla 3.1: Propiedades de los materiales utilizados en el código FDS	29
Tabla 3.2: Tamaño máximo de malla según el número de Reynolds	30
Tabla 3.3: Casos para comparar	31
Tabla 3.4: Casos de velocidad baja	32

Nomenclatura

Símbolos latinos

Re	Número de Reynolds: $Re = U_0 e / \nu$
$U(\vec{x})$	Velocidad característica de un flujo cualquiera [m/s]
L	Longitud característica [m]
t	Tiempo [s]
u	Velocidad instantánea, componente vertical (según eje x) [m/s]
v	Velocidad instantánea, componente horizontal (según eje y) [m/s]
w	Velocidad instantánea, componente normal al plano x-y (según eje z) [m/s]
\bar{u}	Componente media de la velocidad en la dirección vertical [m/s]
\bar{v}	Componente media de la velocidad en la dirección horizontal [m/s]
\bar{w}	Componente media de la velocidad según eje z [m/s]
u'	Componente fluctuante de la velocidad en la dirección vertical [m/s]
v'	Componente fluctuante de la velocidad en la dirección horizontal [m/s]
w'	Componente fluctuante de la velocidad según eje z [m/s]
x	Coordenada espacial vertical [m]
y	Coordenada espacial horizontal [m]
z	Coordenada normal al plano x-y [m]
k_T	Energía cinética turbulenta [J]
T	Temperatura [K]
\bar{T}	Componente media de la temperatura [K]
T'	Componente fluctuante de la temperatura [K]
p	Presión [Pa]
\bar{p}	Presión media [Pa]

C	Calor específico [KJ/Kg K]
\vec{f}_m	Fuerzas aplicadas sobre el fluido [N]
k	Coefficiente de conductividad térmica [W/m K]
φ_v	Término de disipación viscosa
Q_r	Calor recibido por radiación por unidad de volumen y tiempo [J]
Q_q	Calor debido a transformaciones químicas [J]
Q_i	Vector de transmisión de calor en la dirección i [W/m ²]
l_0	Largo característico en escala de Kolmogorov [m]
l_{EI}	Límite con el rango inercial en escala de Kolmogorov [m]
l_{DI}	Límite con el rango disipativo en escala de Kolmogorov [m]
$E(\kappa)$	Energía de eddies [J/Hz]
C_k	Constante de Kolmogorov
P_{rT}	Número de Prandtl turbulento
S_{ij}	Tasa de deformación
C_s	Constante de Smagorinsky
e	Ancho de la boquilla del jet [m]
$b(x)$	Semi-ancho del jet [m]
H	Distancia desde la salida de la boquilla del jet a la superficie de impacto [m]
U_0	Velocidad en la salida de la boquilla del jet [m/s]
$U(x)$	Velocidad característica de cada perfil del jet [m/s]
T_0	Temperatura a la salida de la boquilla del jet [K]
I_T	Intensidad de turbulencia referida a la temperatura [%]
I_u	Intensidad de turbulencia referida a la componente vertical de la velocidad [%]

I_v	Intensidad de turbulencia referida a la componente horizontal de la velocidad [%]
K	<i>Kurtosis</i> factor
S	<i>Skewness</i> factor
Re_{DJ-DF}	Número de Reynolds del Doble Jet-Doble Flujo: $Re_{DJ-DF} = 2e\overline{U}_0 / \nu(\overline{T}_0)$
U_{0f}	Velocidad del jet caliente a la salida de la boquilla [m/s]
U_{0c}	Velocidad del jet frío a la salida de la boquilla [m/s]
\overline{U}_0	Promedio de las velocidades del jet frío y caliente a la salida de la boquilla del Doble jet-Doble flujo [m/s]
\overline{T}_0	Promedio de las temperaturas del jet frío y caliente a la salida de la boquilla del Doble Jet - Doble Flujo [K]
P_f	Potencia de la fuente térmica [W]
P_A	Potencia por unidad de área [W/m ²]
A_f	Área de la fuente térmica [m ²]
U_{ventf}	Velocidad del aire en el ventilador de aire fresco [m/s]
U_{ventc}	Velocidad del aire en el ventilador de aire de recirculación [m/s]
A_{boq}	Área boquilla del jet frío y caliente [m ²]
A_{vent}	Área ventilador aire fresco y de recirculación [m ²]
$T_f(x)$	Temperatura de meseta en la zona protegida [K]
$T_c(x)$	Temperatura de meseta en la zona confinada [K]
y_{cl}	Desviación del perfil de velocidad del <i>Doble jet-Doble</i> flujo según la coordenada y [m]
y_{clT}	Desviación del perfil de temperatura del <i>Doble jet-Doble flujo</i> según la coordenada y [m]
$d(x)$	Distancia entre los puntos en donde comienza la estabilización de la temperatura en la zona protegida y confinada [m]

Q_T Flujo de calor a través del Doble jet-Doble flujo [W]

Símbolos Griegos

$\nu(T)$	Viscosidad cinemática dependiente de la temperatura [m^2/s]
ρ	Densidad [Kg/m^3]
μ	Viscosidad dinámica [Pa s]
τ_{ij}	Tensor de esfuerzos asociados a la viscosidad
η	Escala de <i>eddies</i> disipativos de menor tamaño en escala de Kolmogorov [m]
u_η	Escala de velocidad de <i>eddies</i> disipativos [m/s]
τ_η	Escala de tiempo de <i>eddies</i> disipativos [s]
ϵ	Tasa de disipación de energía
κ	Número de onda
τ_{ij}^R	Tensor de esfuerzos residual
ν_T	Viscosidad de <i>Eddie</i> [m^2/s]
Δ	Tamaño de malla [m]
$\Delta_{m\acute{a}x}$	Tamaño máximo de malla [m]
δ_{ij}	Delta de Kronecke

1. Introducción

Es un hecho que la utilización de túneles es muy frecuente en caminos y carreteras, más aún en la actualidad con la construcción de distintas carreteras subterráneas en nuestro país. Por esto, es de suma importancia tratar el problema de los incendios que pudiesen ocurrir al interior de estos, considerando que la propagación del calor y gases tóxicos a zonas lejanas al siniestro ponen en peligro directo la vida de las personas que se encuentran en su interior, además de pérdidas en el ámbito material.

Debido a lo anterior, surge la necesidad de confinar el calor y gases tóxicos productos de la combustión, sin impedir el paso de personas, vehículos, equipos de emergencia u otros objetos.

Numerosos estudios respaldan el uso de cortinas de aire para aislar dos ambientes con distintas características, impidiendo en gran medida el flujo de calor, masa y momentum a través de éstas. Una cortina de aire se compone básicamente de uno o dos jets planos de impacto que crean una barrera que confina, en este caso, la porción del túnel en la que ha ocurrido el siniestro. La eficiencia en el confinamiento de la cortina está en estrecha relación con la configuración de ésta. En este contexto, Gupta et al. [1] realizó pruebas con distintas configuraciones en la cortina y determinó que el uso de una cortina *Doble Jet - Doble Flujo (DJ-DF)* tiene una buena eficiencia de confinamiento. En la figura 1.1 se puede apreciar dos cortinas *DJ-DF* en las que cada una cuenta con un jet con inyección de aire externo (jet frío) y un jet con inyección de aire de recirculación (jet caliente) proveniente de la zona en donde se encuentra la fuente de calor, que corresponde a la zona a confinar. Así esta zona queda confinada por las por las cortinas de aire y las paredes del túnel.

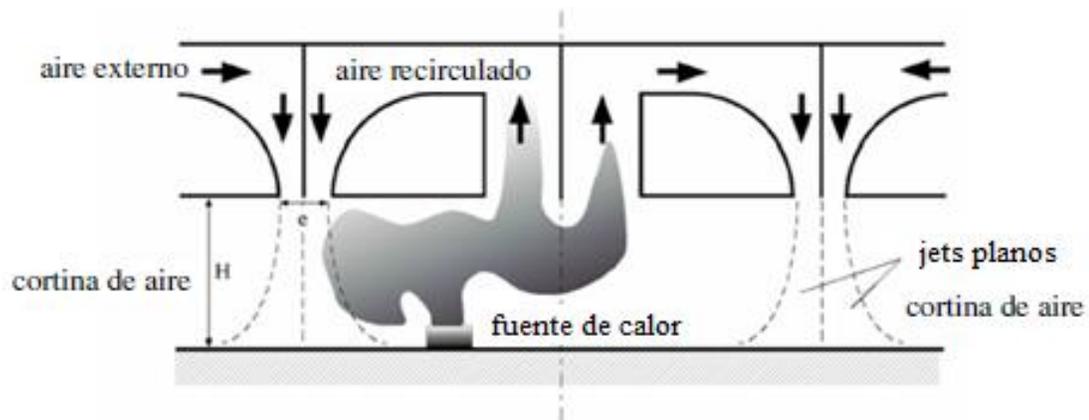


Figura 1.1: Principio de funcionamiento de las cortinas *DJ-DF*

En estos últimos años, se ha investigado de forma experimental y numérica la configuración de cortinas *DJ-DF* en una instalación experimental a escala 1:34 de un túnel vial, ubicada en el Laboratorio de Estudios en Fluido-dinámica del *DIMEC*¹.

En el ámbito del desarrollo experimental, Celis [2] determinó la capacidad del sistema *DJ-DF* como estrategia para el confinamiento celular de calor, midiendo el campo de temperaturas promedio mediante la utilización de termocuplas, trabajo que fue complementado por Felis [3] quien midió el campo de velocidades mediante *LDV (Laser Doppler velocimetry)*. Luego, Cecchi [4] caracterizó el confinamiento de calor y masa mediante el estudio de mecanismos de transporte turbulento, variando la temperatura de la fuente térmica y las velocidades de los jets planos, midió el campo de velocidad y temperatura en cuatro distintos niveles desde el techo hasta el suelo del túnel.

Paralelamente, en lo que concierne a la aproximación numérica, se han realizado distintas simulaciones para estudiar la eficiencia de las cortinas de aire *DJ-DF* en el confinamiento en base a dos códigos *CFD (Computational fluids dynamics)*: *FLUENT* y *FDS (Fire Dynamics Simulator)*, caracterizando los mecanismos de transporte turbulento de calor, momentum y masa a través de las cortinas. Fernández [5] utilizó el programa *FLUENT* utilizando los modelos de turbulencia *k-ε standard*, *k-ε realizable* y *k-ω standard* modelando el túnel en dos dimensiones. Demarco [6] trabajó con el mismo programa utilizando el modelo de turbulencia *RMS*² comparando resultados en dos y tres dimensiones. Los modelos anteriores, contribuyeron en buena medida al estudio del fenómeno, aunque no se estimó correctamente las inestabilidades del flujo en la zona de impacto del jet.

Gracias a la utilización de mejores recursos computacionales, en las investigaciones posteriores, se utilizó el modelo de turbulencia *LES (Large Eddy Simulation)* el cual permite simular en mayor detalle los fenómenos turbulentos, teniendo en cuenta mayor tiempo y costo computacional. En este marco, Rivera [7] utilizando *FLUENT* y Lecaros [8] utilizando *FDS*, simularon en tres dimensiones una zona del túnel, identificando eficientemente estructuras turbulentas rotacionales en las capas de mezcla del jet y en la zona de impacto, reconociendo a estos como los responsables de la fuga de calor y masa desde el lado caliente al frío. Finalmente, en este mismo contexto Crisóstomo [9] utilizando el código *FDS* y el *Cluster Levque* como recurso computacional (perteneciente al *CMM*³) simuló con *LES* el túnel completo en tres dimensiones para tres casos variando la temperatura de la fuente térmica y las velocidades de los jets, concluyendo que la zona de mayor fuga de calor es la zona de impacto, estos resultados que concuerdan bien con los obtenidos por Cecchi [4].

En este trabajo de tesis se llevará a cabo un estudio numérico para seguir investigando la eficiencia de las cortinas de aire *DJ-DF* como dispositivo de confinamiento, realizando un estudio más detallado de los mecanismos de transporte turbulentos. Esto se realizará mediante el código *FDS* utilizando el modelo de turbulencia *LES* en la forma de Smagorinsky. Como recurso computacional se cuenta con el *Cluster Levque* perteneciente al *CMM*.

Cabe destacar que este estudio servirá de complemento al realizado por Crisóstomo [9], ya que se simulará el túnel en tres dimensiones utilizando paredes no adiabáticas y estudiando un mayor

¹ Departamento de Ingeniería Mecánica, Universidad de Chile

² Reynolds Stress Model

³ Centro de Modelamiento Matemático, Universidad de Chile

número de puntos de medición para caracterizar en mejor medida los fenómenos turbulentos. En una primera etapa, se compararán resultados obtenidos con los resultados experimentales de Schneider J. y numéricos de Castro J. (estudios que se hacen en forma paralela a éste) con el objetivo de validar el modelo. En una segunda etapa, se aumentará la potencia de la fuente de calor para que sea representativa de un camión pequeño incendiándose y se estudiarán configuraciones de velocidades bajas en los jets de la cortina, con el fin de encontrar las velocidades límites en que la cortina se despega del suelo del túnel y buscar la configuración de mejor eficiencia en cuanto al confinamiento. Lo anterior, debido a que si el sistema de confinamiento mediante cortinas de aire *DJ-DF* es implementado en un túnel vial real, se buscará un punto óptimo entre la mayor eficiencia de confinamiento y la menor potencia en los ventiladores que inyectan aire en los jets.

1.1 Motivación

El uso del código *FDS* es una herramienta que permite analizar eficientemente el fenómeno estudiado debido a que resuelve numéricamente las ecuaciones de Navier-Stokes para flujos con velocidad baja y flujos impulsados por cambios de densidad debido al calor, poniendo énfasis en el transporte de humo y calor provenientes de incendios. Debido a que este código implementa el modelo de turbulencia *LES*, se podrán analizar con mayor detalle los fenómenos turbulentos asociados a la difusión de momentum, calor y masa a través de las cortinas.

Contando con el *Cluster Levque* del *CMM* de la Universidad de Chile y en el marco del proyecto *FONDECYT N° 1085015*, se simulará el túnel completo con paredes no adiabáticas, analizando un mayor número de puntos de medición que en los trabajos de investigación anteriores, lo que permitirá obtener resultados que reproduzcan de mejor manera el fenómeno. Además, se estudiarán una mayor cantidad de casos en cuanto a las velocidades de los jets de la cortina, lo que permitirá obtener la configuración más eficiente en cuanto al confinamiento, teniendo en cuenta su posible implementación como solución ingenieril.

1.2 Objetivos

1.2.1 Objetivo General

1. Realizar un estudio numérico de los mecanismos de transporte turbulento a través de cortinas de aire *DJ-DF* mediante el modelo de turbulencia *LES*, utilizando el código *FDS* para modelar la instalación experimental completa. Las paredes del túnel se consideran conductoras de calor.

1.2.2 Objetivos Específicos

1. Simular la instalación experimental en tres dimensiones, utilizando paredes no-adiabáticas y estudiando un mayor número de puntos de medición que investigaciones anteriores, con el fin de caracterizar de mejor medida los fenómenos de transporte turbulento.
2. Analizar y comparar resultados con mediciones experimentales de Schneider J. y numéricas de Castro J.
3. Imponer una potencia a la fuente de calor representativa a la de un camión pequeño incendiándose, y estudiar configuraciones de velocidad baja, con el fin de determinar un número de Reynolds límite desde el cual el *DJ-DF* no se desprege de su superficie de impacto.
4. De acuerdo a lo anterior, encontrar la configuración de velocidades bajas que presente mejor eficiencia en cuanto al confinamiento, buscando un punto óptimo entre potencia de los ventiladores que inyectan aire a los jets y eficiencia en el confinamiento, pensando en su implementación como solución a la seguridad contra incendio en túneles.

2. Antecedentes

En el presente capítulo se describirán los aspectos teóricos necesarios para comprender los distintos fenómenos relacionados con este estudio, los cuales corresponden a la base de conocimientos que permitirán hacer un análisis adecuado de los resultados obtenidos.

2.1 Turbulencia

En un jet plano de impacto el flujo predominante es turbulento debido a que la interacción de éste con la boquilla, con la superficie de impacto y con el ambiente, produce inestabilidades hidrodinámicas que conducen a la turbulencia. Según los estudios realizados anteriormente, estas inestabilidades en el caso de un jet plano perteneciente a una cortina de aire DJ-DF parecen ser en mayor medida las responsables de los mecanismos de transporte, los cuales van en desmedro del confinamiento. Por esto, para este trabajo de investigación se hace necesario el estudio de las características de éste régimen de flujo.

El flujo turbulento se caracteriza por un movimiento caótico en donde las partículas se mueven desordenadamente generando altos niveles de vorticidad y disipación de energía cinética. Debido al alto grado de desorden en el flujo y a los movimientos no estacionarios e irregulares, se produce un intercambio y mezcla de masa, cantidad de movimiento y energía entre las capas fluidas.

El parámetro adimensional que caracteriza el régimen del flujo en convección forzada es el número de Reynolds, el cual se define de la siguiente manera:

$$Re = \frac{U(\bar{x})L}{\nu(T)} \quad (2.1)$$

Donde $U(\bar{x})$ es la velocidad característica del flujo, L es una longitud característica y $\nu(T)$ es la viscosidad cinemática del fluido. Este parámetro da cuenta de la relación entre las fuerzas de inercia y viscosidad en el fluido. Se dice que el flujo se vuelve turbulento, cuando el Reynolds alcanza un cierto valor llamado Reynolds de transición el cual varía según cada fluido.

Para trabajar con flujos turbulentos en estado estacionario, es conveniente expresar las magnitudes del flujo en términos de la descomposición de Reynolds, así cualquier magnitud se descompone en un término medio y uno fluctuante como muestra la Ec. 2.2:

$$\phi(\bar{x}, t) = \bar{\phi}(\bar{x}) + \phi'(\bar{x}, t) \quad (2.2)$$

Donde $\phi(\bar{x}, t)$ representa una magnitud cualquiera, $\bar{\phi}(\bar{x})$ es la media y $\phi'(\bar{x}, t)$ es el término fluctuante. La Figura 2.1 muestra en forma gráfica la descomposición de Reynolds para la velocidad del flujo en el eje x^4 .

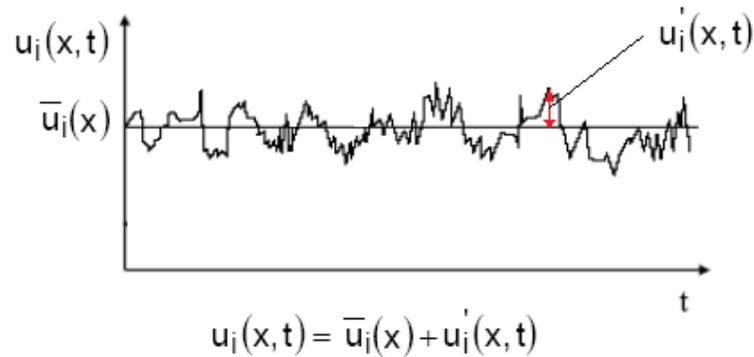


Figura 2.1: Descomposición de Reynolds de la velocidad en el eje x

Dado lo anterior, la energía cinética turbulenta se define según la Ec. 2.3:

$$k_T = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.3)$$

2.2 Mecanismos de transporte en flujo turbulento

2.2.1 Transporte turbulento de cantidad de movimiento

Para describir el transporte turbulento de cantidad de movimiento se debe considerar en primera instancia la ecuación de Navier-Stokes dada por la Ec. 2.4, la cual describe el movimiento del flujo de un fluido incompresible.

$$\rho \left[\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho \overline{f_m} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.4)$$

⁴ Las ecuaciones se presentan en notación indicial, en donde cualquier dimensión se denota arbitrariamente con el subíndice i

Donde u_i es la velocidad instantánea en la dirección i , ρ es la densidad, \vec{f}_m las fuerzas aplicadas sobre el fluido y τ_{ij} representa los esfuerzos asociados a la viscosidad dados por la Ec. 2.5.

$$\tau_{ij} = 2\mu S_{ij} = \mu \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (2.5)$$

Considerando régimen estacionario y si no hay fuerzas externas aplicadas sobre el fluido, la Ec.2.5 queda de la siguiente forma:

$$u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \left[-\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right] \quad (2.6)$$

En donde el lado izquierdo representa un término convectivo de transporte de cantidad de movimiento en la dirección i y el lado derecho a su vez, se relaciona con los esfuerzos provocados por la viscosidad y por el campo de presión hidrostática.

Luego, aplicando a la Ec. 2.4 la descomposición de Reynolds de las variables fluidodinámicas mostrada en la Ec. 2.2, asumiendo que las operaciones de derivación y promedio son intercambiables, es decir,

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (2.7)$$

Y promediando las ecuaciones resultantes se obtiene

$$\bar{u}_i \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \left\{ -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right] - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] \right\} \quad (2.8)$$

La Ec. 2.8 es análoga a la Ec. 2.4 salvo por la presencia del último término ($-\rho \overline{u'_i u'_j}$) el cual representa el promedio del flujo de cantidad de movimiento (por unidad de área) que entra de un diferencial de volumen que rodea a la partícula fluida, debido a las fluctuaciones turbulentas. Éste término se denomina tensor de esfuerzos de Reynolds (Ec. 2.9) y será de gran importancia en este trabajo de investigación para poder determinar el transporte promedio turbulento de cantidad de movimiento a través de la cortina de aire.

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = - \begin{bmatrix} \rho \overline{u'u'} & \rho \overline{v'u'} & \rho \overline{w'u'} \\ \rho \overline{u'v'} & \rho \overline{v'v'} & \rho \overline{w'v'} \\ \rho \overline{u'w'} & \rho \overline{v'w'} & \rho \overline{w'w'} \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

Los términos de la diagonal del tensor representan esfuerzos normales y el resto esfuerzos de corte.

2.2.2 Transporte turbulento de calor

El hecho de que el flujo turbulento sea caótico y aleatorio hace que se intensifique el intercambio de cantidad de energía entre las partículas y paredes, produciéndose una mayor transferencia de calor y fricción en flujos turbulentos que en laminares.

Para calcular el campo de temperaturas en un fluido se utiliza la ecuación de la energía:

$$\rho C \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) = \varphi_v + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + Q_r + Q_q \quad (2.10)$$

$$\varphi_v = \sum \frac{\mu}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 \quad (2.11)$$

Donde C es el calor específico, φ_v el término de disipación viscosa dado por la Ec. 2.11, Q_r el calor recibido por radiación por unidad de volumen y tiempo, y Q_q el calor que aparece al interior del fluido debido a una transformación química por unidad de volumen y tiempo.

Luego, reescribiendo T en la Ec. 2.10 según la descomposición de Reynolds

$$T = \bar{T} + T' \quad (2.12)$$

Y sin considerar transformaciones químicas en el fluido, para régimen estacionario resulta:

$$\rho C u_i \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} = \varphi_v + Q_r + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} - \rho C \overline{u'_i T'} \right) \quad (2.13)$$

Donde

$$\varphi_v = \sum \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 + \sum \mu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (2.14)$$

La Ec. 2.13 difiere de la Ec. 2.10 en el último término del segundo miembro, por lo tanto al igual que en el caso de los esfuerzos turbulentos se puede agrupar el nuevo término con el de

transmisión de calor, y definir un nuevo vector de transmisión de calor, tal como muestra la Ec. 2.15.

$$Q_i = k \frac{\partial T}{\partial x_i} - \rho C \overline{u'_i T'} \quad (2.15)$$

Así, el efecto de la turbulencia es añadir a la transmisión laminar de calor, expresada por la ley de Fourier (término $k \frac{\partial T}{\partial x_i}$ de la Ec. 2.15), un nuevo término que representa el transporte turbulento de calor.

Por lo tanto, será de gran interés para este estudio la medición de $\overline{u'_i T'}$, en especial el análisis de la componente transversal de la velocidad $\overline{v' T'}$, la cual representa la fuga de calor por mecanismos turbulentos a través de la cortina. Además, se hará hincapié en su signo, ya que si éste es negativo, representa la fuga de calor turbulento desde la zona confinada a la protegida.

2.3 Escalas de movimiento en flujo turbulento

En un flujo turbulento, la energía y la anisotropía están distribuidas a lo largo de varias escalas de movimiento, esto hace que sea importante describir los distintos procesos físicos que ocurren en estas escalas. Para esto, un concepto importante es la teoría de cascada de energía introducida por Richardson, la cual dice que como la turbulencia está formada por *eddies* o estructuras de vorticidad de distintos tamaños, la energía cinética ingresada al flujo mediante un mecanismo de producción se trasfiere desde las estructuras turbulentas más grandes a las pequeñas, debido a que las primeras se van rompiendo y formando las segundas. Así, la energía es transferida desde las grandes escalas de movimiento a cada vez menores escalas, hasta llegar a un punto en que la escala es tan pequeña que el número de Reynolds asociado a las mismas es del orden de la unidad, es entonces cuando toda esa energía es disipada mediante la acción de la viscosidad.

Con el fin de cuantificar la teoría de Richardson y poder saber cuál es el tamaño de los *eddies* responsables de la disipación de energía, Kolmogorov postuló que existían tres rangos en la escala de energía, tal como muestra la Figura 2.2.

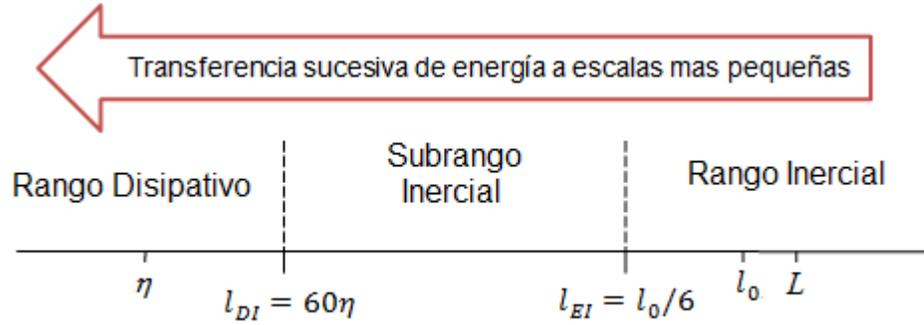


Figura 2.2: Rangos en la escala de energía

- **Rango inercial ($l > l_{EI}$):** En este rango se encuentran las escalas más grandes de movimiento L (generalmente se toma igual a l_0), la cual corresponde a la escala del flujo correspondiente al largo característico con que se define el número de Reynolds (suma del ancho de las boquillas de la cortina DJ-DF en éste estudio). Aquí, la cascada de energía está dominada únicamente por fuerzas inerciales, por lo tanto, se encuentran los *eddies* de mayor tamaño que contienen la energía cinética.
- **Subrango Inercial ($l_{DI} < l < l_{EI}$):** En este rango los *eddies* de mayor escala se van haciendo cada vez más pequeños conforme se van rompiendo y las escalas de velocidad y tiempo, $u(l)$ y $\tau(l)$, decrecen cuando l decrece. Sus límites son $l_{EI} = l_0/6$ que es el límite con rango inercial y $l_{DI} = 60\eta$ ⁵ con el rango disipativo, siendo η la escala de los *eddies* disipativos de menor tamaño.
- **Rango Disipativo ($l < l_{DI}$):** Finalmente en este rango, la energía cinética se disipa en forma de calor, debido a efectos viscosos.

Así, las escalas obtenidas por Kolmogorov son las siguientes:

$$\eta = \left(\frac{v^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (2.16)$$

$$u_\eta = \epsilon v^{1/4} \quad (2.17)$$

$$\tau_\eta = \left(\frac{v}{\epsilon} \right)^{1/2} \quad (2.18)$$

⁵ En el presente estudio el tamaño de malla en zonas de gran turbulencia es de menor tamaño que éste límite, ya para el correcto tratamiento de la turbulencia mediante LES, el tamaño de malla debe ser lo suficientemente pequeño para estar contenido en el rango disipativo.

Donde u_η y τ_η son las escalas de velocidad y tiempo respectivamente de los *eddies* disipativos, y ϵ es la tasa de disipación de energía dada por la Ec. 2.19.

$$\epsilon = \nu \left(\frac{u_\eta}{\eta} \right)^2 = \frac{\nu}{\tau_\eta^2} \quad (2.19)$$

Luego en función del número de Reynolds ($Re = \frac{UL}{\nu}$) las escalas de Kolmogorov se pueden expresar según las Ecs. 2.20 - 2.22.

$$\eta \approx LRe^{-3/4} \text{ [m]} \quad (2.20)$$

$$u_\eta \approx URe^{-1/4} \text{ [m/s]} \quad (2.21)$$

$$\tau_\eta \approx \tau Re^{-1/2} \text{ [s]} \quad (2.22)$$

Por último, se define el espectro de energía cinética turbulenta como:

$$E(\kappa) = C_\kappa \epsilon^{2/3} \kappa^{-5/3} \quad (2.23)$$

Donde κ es el número de onda definido como $\kappa = 2\pi/l$ y C_κ es la constante de Kolmogorov.

2.4 Estructuras vorticiales

A continuación se dará una breve descripción de las estructuras vorticiales de importancia para este estudio. Cabe destacar, que en la sección 2.6.4 se detalla la aparición de este tipo de estructuras el flujo de un jet plano de impacto.

2.4.1 Vórtices de Kelvin-Helmholtz

Son resultado de esfuerzos de corte entre dos fluidos cuando hay suficiente diferencia de velocidad a través de la interfaz entre dos fluidos, los cuales pueden ser de igual o distinta naturaleza. Cuando la capa de uno de los fluidos tenga un radio de curvatura distinto de cero, el otro fluido tenderá a generar una ligera fuerza centrífuga, produciendo un cambio de presión que

amplifica el radio de curvatura. En el sub-capítulo 2.6.4 se detalla la aparición de este tipo de vórtices en un jet plano de impacto.

2.4.2 Vórtices de Görtler (estructuras contra-rotacionales)

Son estructuras elongadas que se orientan en la dirección del flujo y que se presentan en pares con sentidos contrarios de rotación. Este tipo de inestabilidades aparecen en la interacción de un fluido con una pared, cuando mediante la acción de una fuerza centrífuga se crea una variación de presión a través de la capa límite, lo que produce una inestabilidad centrífuga y como consecuencia la formación de éste tipo de vórtices.

2.5 Modelación de la turbulencia

2.5.1 Large Eddy Simulation (LES)

Como se nombró anteriormente, en este trabajo numérico se tratará la turbulencia mediante *LES*. Este modelo consiste en calcular directamente mediante las ecuaciones de Navier-Stokes los *eddies* de mayor tamaño que son altamente dependientes de la geometría y las condiciones de borde, y modelar los de menor tamaño *SGS* (*Subgrid Scale*) asumiendo que para estas escalas existe un comportamiento isotrópico, lo cual tiene estrecha relación con la cascada de energía y la isotropía de las pequeñas escalas de turbulencia planteadas por Kolmogorov.

Cabe destacar que *LES* permite disminuir el número de celdas del mallado e implica un costo computacional menor que el modelo *DNS* (*Direct Numerical Simulation*), el cual resuelve las ecuaciones de Navier-Stokes en todo el dominio del problema. Sin embargo, requiere un mallado más fino y mayor costo computacional que otros modelos de turbulencia como *k-ε standard*, *k-ε realizable*, *k-ω standard* y *RSM*⁶ [10].

Con el objetivo de separar las pequeñas escalas de movimiento de las grandes, se lleva a cabo una operación de filtrado en las ecuaciones de Navier-Stokes, similar a la descomposición de Reynolds. Así, la velocidad se descompone en un promedio espacial $\bar{u}_i(x, t)$ (componente filtrada que representa el movimiento de los *eddies* de mayor tamaño) y una componente de sub-malla $u'_i(x, t)$. Realizando el mismo tratamiento con la temperatura, las descomposiciones quedan de la siguiente manera:

$$u_i(x, t) = \bar{u}_i(x, t) + u'_i(x, t) \quad (2.24)$$

⁶ Reynolds Stress Model

$$T(x,t) = \bar{T}(x,t) + T'(x,t) \quad (2.25)$$

Aplicando el filtrado a las ecuaciones de Navier-Stokes y a la ecuación de energía, se obtiene:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k}{\rho C} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \overline{u'_j T'} \right) \quad (2.28)$$

La Ec. 2.27 difiere de la ecuación de Navier-Stokes (Ec. 2.4) en el término $\overline{u_i u_j}$, con el cual es posible definir el tensor de esfuerzos residual τ_{ij}^R (Ec. 2.29). Este tensor es modelado y representa el impacto de los *eddies* no resueltos directamente en el campo de velocidad.

$$\tau_{ij}^R = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (2.29)$$

Por otro lado, el flujo turbulento de calor $\overline{u'_j T'}$, que aparece en la Ec. 2.28 es modelado en forma similar:

$$\overline{u'_j T'} = - \frac{\nu_T}{P_{rT}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (2.30)$$

Donde P_{rT} es el número de Prandtl turbulento y ν_T la viscosidad turbulenta.

Cabe destacar que $\tau_{ij}^R \rightarrow 0$, cuando $\Delta \rightarrow 0$ y conforme a esto $\overline{u_i} \rightarrow u_i$, siendo Δ el tamaño del filtro. Esto significa que *LES* se aproxima asintóticamente a *DNS*⁷ cuando el tamaño del filtro se vuelve más y más pequeño.

2.5.2 Modelamiento de SGS

El efecto de los *eddies* de menor tamaño que se pierden debido a la operación de filtrado tiene que ser reemplazado por un modelo apropiado de *SGS*. En este contexto, *FDS* implementa el modelo *SGS* de Smagorinsky en *LES* (basado en el concepto de viscosidad turbulenta de

⁷ Direct numerical simulation

Boussinesq), el cual relaciona el tensor de esfuerzos residual τ_{ij}^R , con la tasa de deformación \bar{S}_{ij} , del campo de velocidad resuelto (Ec. 2.31), tal como muestra la Ec. 2.32.

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.31)$$

$$\tau_{ij}^R - \frac{1}{3} \tau_{kk}^R \delta_{ij} = -2\nu_T \bar{S}_{ij} \quad (2.32)$$

Donde δ_{ij} es el delta de Kronecker.

Finalmente la viscosidad turbulenta se define según la siguiente ecuación:

$$\nu_T = (C_s \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (2.33)$$

Donde $|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$ es la magnitud de la tasa de deformación \bar{S}_{ij} , $\Delta = (\Delta V)^{1/3}$ siendo ΔV el volumen una celda del mallado y C_s la constante de Smagorinsky.

Cabe destacar que el valor de C_s no es universal, más bien es fijado arbitrariamente (típicamente $0.05 < C_s < 0.2$) según el tipo de flujo. Se ha encontrado que valores de C_s cercanos a 0.12 representan de mejor manera flujos que producen esfuerzos constantes y que tienen turbulencia homogénea y isótropa, por lo que para este trabajo numérico se fijó $C_s = 0.12$ según Dai et al. [11].

2.6 Jet plano de impacto

Debido a que este trabajo de tesis estudia el sistema de confinamiento mediante cortinas de aire DJ-DF compuestas por dos jets planos de impacto, primero es necesario describir en forma completa el flujo, las distintas zonas y las ecuaciones involucradas en un jet plano de impacto para luego describir más detalladamente la configuración DJ-DF.

Un jet plano turbulento de impacto en términos generales, corresponde a un flujo turbulento de un fluido que emerge desde una boquilla rectangular hacia un ambiente generalmente quieto e impacta una superficie plana, como se puede ver en la Figura 2.3.

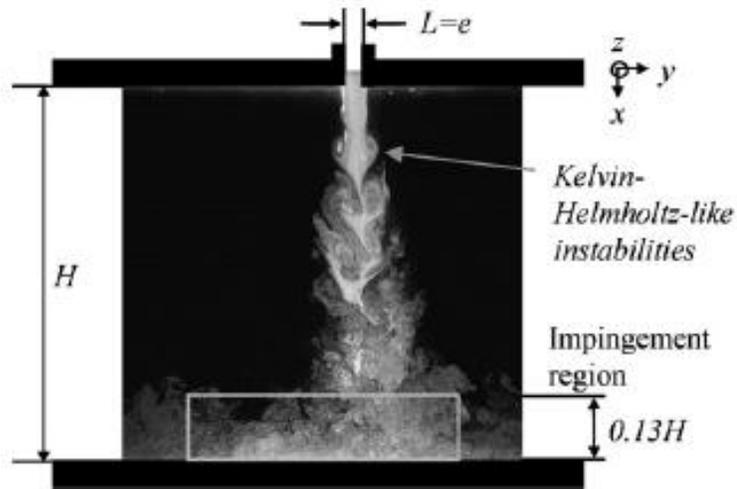


Figura 2.3: Fotografía de un jet plano de impacto, Loubière et al. [12]

Como muestra la Figura 2.3 un jet plano de impacto ésta caracterizado geoméricamente por el ancho de la boquilla e y la distancia desde la salida de ésta a la superficie de impacto, denotada por H . Estos dos parámetros determinan la relación de aspecto del jet H/e .

2.6.1 Parámetros Cinemáticos y Cantidades Turbulentas

La cantidad cinemática característica de un jet plano de impacto es la velocidad media del flujo en la salida de la boquilla, denotada por U_0 . Como se trata de un flujo turbulento, el perfil de velocidad a la salida de la boquilla adquiere la forma que muestra la figura 2.4.

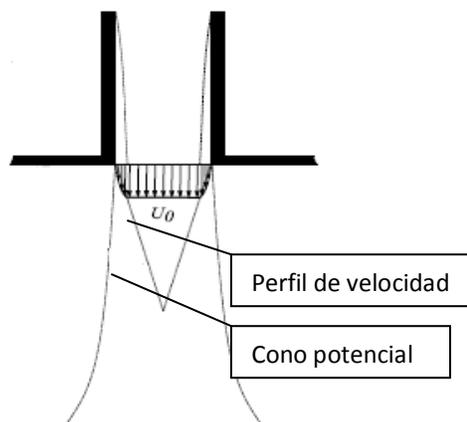


Figura 2.4: Perfil de velocidad a la salida de la boquilla

Otra propiedad importante resulta ser la viscosidad cinemática ν , que es función de la temperatura e influye en la determinación del número de Reynolds, tal cual muestra la Ec. 2.34:

$$Re = \frac{U_0 e}{\nu(T)} \quad (2.34)$$

Como se vio anteriormente, en un flujo turbulento, la velocidad y temperatura instantánea se dividen en dos términos: la componente promedio y la componente fluctuante. A partir de las componentes fluctuantes, se define la intensidad de turbulencia de la temperatura y de cada componente de velocidad, como muestran las Ecs. 2.35 y 2.36, respectivamente:

$$I_T = \frac{\sqrt{T'^2}}{T_0} \quad (2.35)$$

$$I_{u_i} = \frac{\sqrt{u_i'^2}}{U_0} \quad (2.36)$$

Donde T_0 es la temperatura a la salida de la boquilla

Los términos correspondientes al tensor de esfuerzos de Reynolds son representados generalmente normalizando por U_0^2 , quedando de la siguiente forma:

$$\frac{u'_i u'_j}{U_0^2} \quad (2.37)$$

Con respecto al transporte turbulento de calor, éste se representa generalmente normalizado por $U_0 T_0$, quedando de la siguiente forma:

$$\frac{\overline{u'_i T'}}{U_0 T_0} \quad (2.38)$$

Por último, existen dos parámetros a considerar: el coeficiente de adelgazamiento (“*Kurtosis factor*”) denotado por K , y el coeficiente de disimetría (“*Skewness factor*”) denotado por S , dados por las Ecs. 2.39 y 2.40, respectivamente.

$$K = \frac{\overline{u_i'^4}}{\left(\overline{u_i'^2}\right)^2} \quad (2.39)$$

$$S = \frac{\overline{u_i^3}}{\left(\overline{u_i^2}\right)^{3/2}} \quad (2.40)$$

Estos momentos de orden 3 y 4 indican cuan alejado o cercano está el flujo de tener turbulencia homogénea e isotrópica. En efecto, si S y K valen -0.45 y 3 respectivamente se puede decir que el flujo tiene esas características.

Por otro lado, el coeficiente S es utilizado indirectamente para caracterizar la transferencia de energía entre las escalas, ya que representa el mecanismo no lineal de la creación de pequeños eddies que posteriormente disipan energía. Un valor de S negativo indica que existe un cizalle importante que hace que los vórtices se alarguen en vez de comprimirse, creando vórtices de pequeña escala a partir de los de mayor tamaño.

Particularmente para el modelo *LES* Cui et al. [13], estudiando el flujo turbulento en un canal, propuso un modelo de *SGS* a partir del coeficiente S , dado por las Ecs. 2.41 y 2.42.

$$\nu_T = -\frac{S}{8} \sqrt{\overline{u_i^2}} \Delta \quad (2.41)$$

Donde Δ representa el tamaño de malla.

$$C_s = \sqrt{\frac{-S}{8\sqrt{15}}} \quad (2.42)$$

Cabe destacar que en el modelo numérico de este estudio se utilizó $C_s = 0.12$, acorde a los estudios numéricos anteriores y de acuerdo a lo reportado experimentalmente por Koched [14]. Además, este valor ayuda a mantener la estabilidad numérica del modelo, según lo reporta la guía técnica de FDS [20].

2.6.2 Semi-ancho

Se define el semi-ancho del jet $b(x)$, como la distancia transversal desde el punto de mayor velocidad vertical en el perfil de velocidades $U(x)$, hasta el punto en donde ésta se reduce a la mitad $U(x)/2$, como se muestra en la Figura 2.5.⁸

⁸ En el presente estudio, se definen los ejes coordenados tal como lo muestra la Figura 2.5.

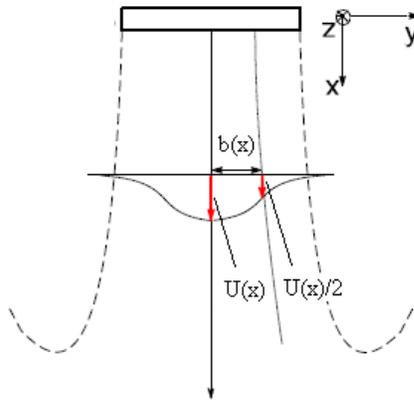


Figura 2.5: Semi-ancho

Analizando la evolución de $b(x)$ desde la boquilla hasta la superficie de impacto es posible analizar la expansión del jet, tal como muestra la Figura 2.6.

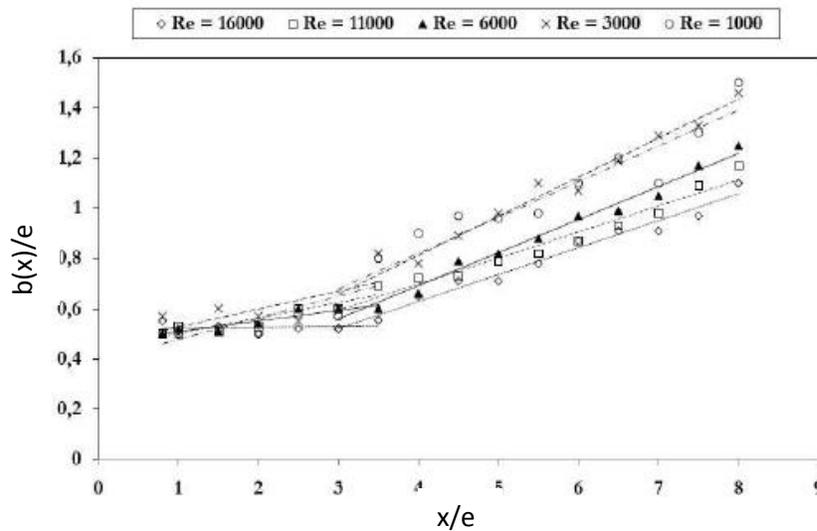


Figura 2.6: Evolución del Semi-ancho de un jet plano en impacto, para distintos números de Reynolds, Koched [14]

2.6.3 Similitud

La similitud es un importante concepto en el estudio de flujos turbulentos, ya que permite obtener una buena caracterización del flujo en cuestión.

Numerosos autores describen al jet plano en la zona desarrollada (la cual será descrita posteriormente) como auto-similar para su velocidad media y sus esfuerzos de Reynolds. Utilizando $U(x)$ y $b(x)$ como magnitudes de normalización se puede obtener un solo perfil

representativo para los distintos planos verticales del jet. Por lo tanto, los perfiles de $U/U_0(x)$ y $\overline{u_i u_j} / U_0^2(x)$ en función de $y/b(x)$ se convierten en auto-similares, es decir, independientes de la coordenada x .

Por consecuencia de la auto-similitud, en la zona desarrollada de un jet plano turbulento se cumplen las siguientes relaciones:

$$U_0(x) \propto \frac{1}{\sqrt{x}} \quad (2.43)$$

$$b(x) \propto x \quad (2.44)$$

Los perfiles normalizados de velocidad se muestran en la Figura 2.7

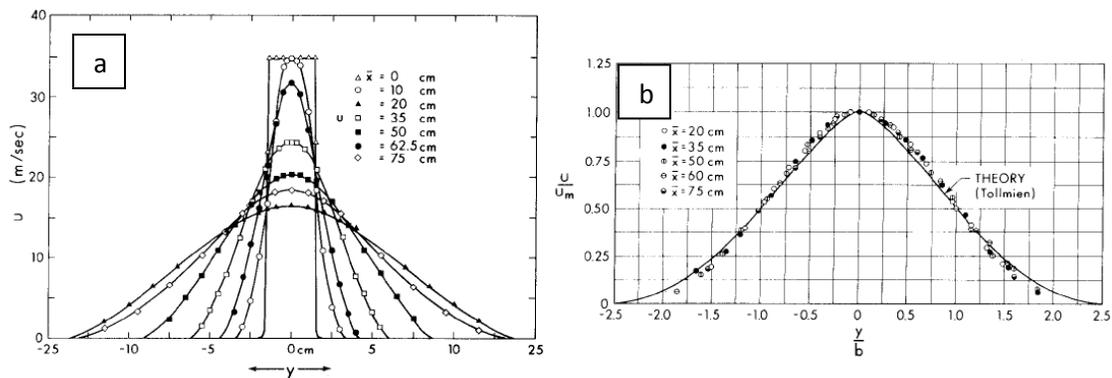


Figura 2.7: Perfiles de velocidad de un jet plano (notar que $U_0(x)$ se denota como U_m). a) Perfiles sin normalizar b) Perfiles normalizados, Rajaratman [15]

2.6.4 Estructura de un jet plano de impacto

En un jet plano de impacto se pueden reconocer cuatro zonas características las cuales permiten describir la forma del flujo en éste. La Figura 2.8 muestra una representación de éstas cuatro regiones.

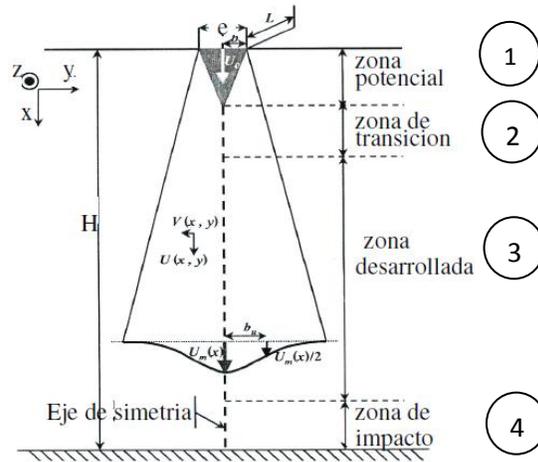


Figura 2.8: Regiones de un jet plano de impacto

A continuación se describirán las características de cada zona:

1. **Zona Potencial:** Es la región contigua a la boquilla y se caracteriza por delimitar una zona llamada como potencial, en el cual la velocidad en el eje del jet es constante e igual a la velocidad de salida de la boquilla. La longitud del cono potencial corresponde a la distancia entre la salida de la boquilla y el punto donde la velocidad en el eje del jet disminuye en un 1%. En esta zona la componente de velocidad transversal es nula, lo que induce a pensar que en esta región no existe transferencia de calor turbulento en la dirección transversal.
2. **Zona de Transición:** Es la región que esta a continuación de la zona potencial, en ésta zona empiezan a aparecer inestabilidades llamadas inestabilidades del tipo Kelvin-Helmholtz debido a esfuerzos de corte que se producen por la interacción de las capas de mezcla del jet (interacción jet-ambiente) a distintas velocidades. Estas inestabilidades forman vórtices de Kelvin-Helmholtz los cuales favorecen los mecanismos de transporte entre el jet y sus alrededores jugando un papel importante en lo que se refiere al confinamiento de la cortina de aire, ya que su eficiencia está estrechamente relacionada con la cantidad de partículas fluidas que entran al flujo del jet por convección y difusión para luego atravesarlo. Tsubokura et al. [16] realizó un estudio numérico de un jet plano en impacto utilizando *LES* en donde se obtuvo la forma de éste tipo de estructuras en tres dimensiones para distintos Reynolds y estudió su evolución desde la zona de transición hasta la zona de impacto (Figura 2.9).

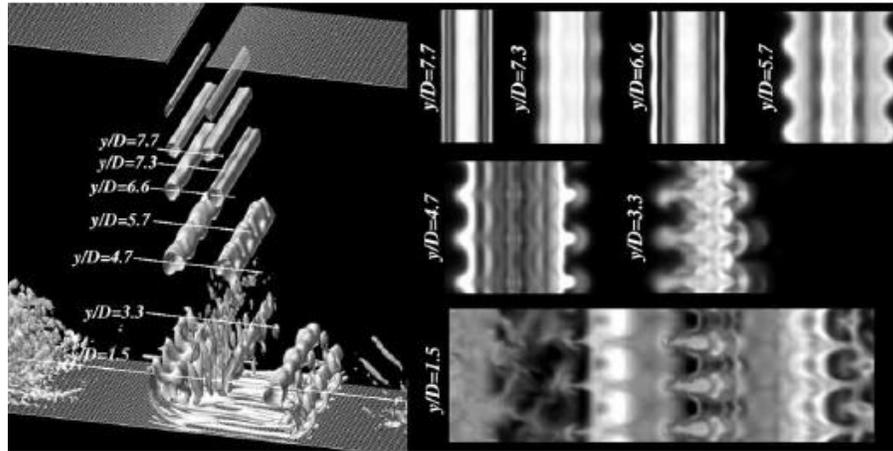


Figura 2.9: Aparición y evolución de vórtices Kelvin-Helmholtz en un jet plano de impacto, Tsubokura et al. [16]

3. **Zona Desarrollada:** En esta región el ancho del jet aumenta considerablemente y las magnitudes medias están bien definidas, lo que permite obtener una buena caracterización del flujo mediante los parámetros de similitud. La turbulencia se desarrolla completamente y hay una mayor formación de vórtices, los que crecen, se rompen y juntan unos con otros, haciendo que se pierda el aspecto simétrico que tenía el jet en la zona de transición. Como consecuencia, los mecanismos de transporte turbulento adquieren mayor importancia. Beaubert et al. [17] realizó un estudio numérico mediante *LES* de las estructuras turbulentas y su evolución en un jet plano de impacto, revelando la presencia de una amplia gama de tamaños de vórtices en la zona desarrollada del jet debido al rompimiento de los *eddies* de mayor tamaño, tal como muestra la Figura 2.10.

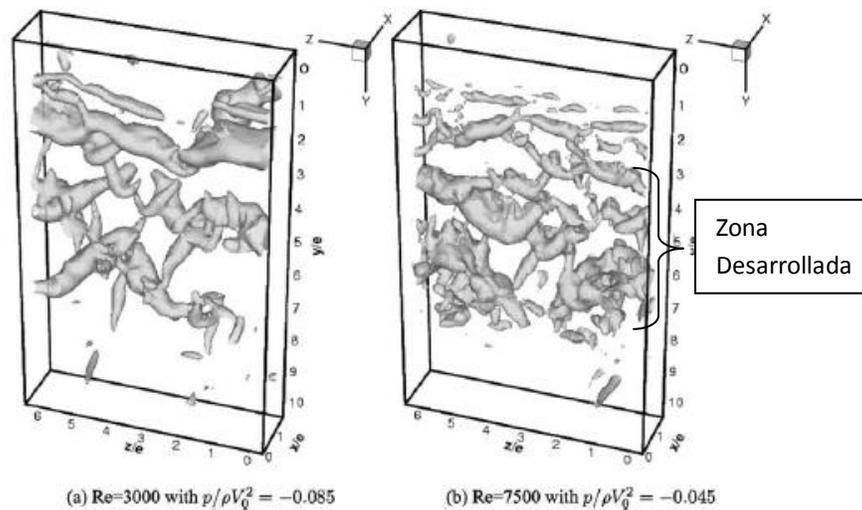


Figura 2.10: Eddies en la zona desarrollada, representados por superficies de iso-presión. a) $Re = 3000$ b) $Re = 7500$. Beaubert et al. [17]

4. **Zona de impacto:** Esta región está adyacente a la superficie de impacto, en donde el choque del flujo con dicha superficie hace que éste cambie de dirección y se expanda hacia los lados, en consecuencia, existe una gran concentración de turbulencia. Según Loubière et al. [12] la zona de impacto corresponde al 13% de la altura H .

En el contexto de la eficiencia en el confinamiento de las cortinas de aire, la transferencia de masa a través de la cortina, así como los demás mecanismos de transporte turbulento ocurren preferencialmente en esta zona debido a la elevada turbulencia existente. Este alto grado de manifestación de los mecanismos de transporte se debe en su gran mayoría a movimientos de gran escala que se manifiestan en la formación de vórtices de Göertler, éstos aparecen como pares de rollos elongados en la dirección normal al plano del jet y con sentidos de rotación contrario, tal como muestra la Figura 2.11. Estas estructuras se aceleran y se estiran longitudinalmente a través del flujo en la pared formando a ambos lados del jet al momento de impactar en la superficie.

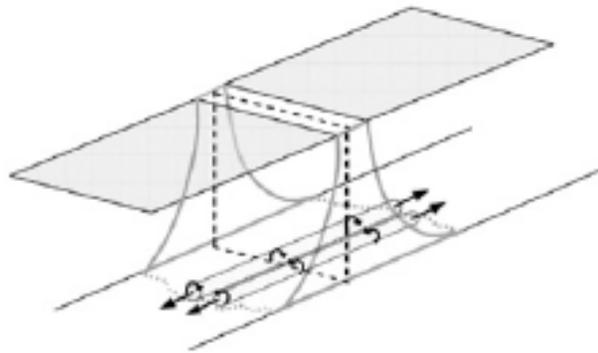


Figura 2.11: Vórtices de Göertler en la zona de impacto

En este mismo sentido, Beaubert et al. [17] en su estudio numérico mediante *LES* reveló los *eddies* en la zona de impacto del jet para números de Reynolds de 3000 y 7500 (Figura 2.12) y Amine Koched [14] en un estudio experimental obtuvo el campo vectorial de velocidad instantánea (Figura 2.13). Por otro lado, Loubière et al. [12] desarrolló un modelo numérico de post-procesamiento de datos de los campos de velocidad instantánea, permitiendo identificar y determinar propiedades intrínsecas de los *eddies* en la zona de impacto, con el fin de mejorar la eficiencia en las cortinas de aire.

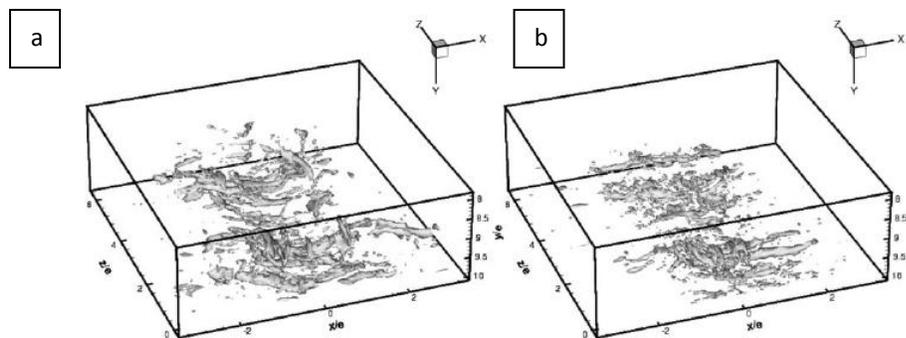


Figura 2.12: Eddies en la zona de impacto, representados por superficies de iso-presión, Beaubert et. al. [17]. a) $Re=3000$ b) $Re=7500$

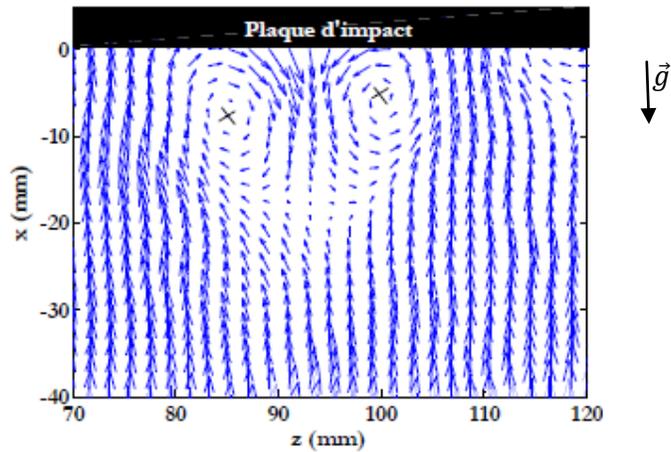


Figura 2.13: Vectores de velocidad representativos de vórtices de Görtler, Amine Koched [14].
Notar que la superficie de impacto está en la parte superior

2.7 Configuración Doble Jet–Doble Flujo (DJ-DF)

Como se nombró anteriormente, en este estudio las cortinas de aire presentan la configuración *Doble Jet–Doble Flujo (DJ-DF)*, la cual se compone de dos jets planos simples paralelos a distinta temperatura, que pueden tener igual o distinto número de Reynolds.

Cabe destacar que según la Ec. 2.1, puede suceder que los dos jets tengan igual número de Reynolds y sus velocidades no sean iguales, esto debido a la diferencia de temperatura entre ellos la cual afecta directamente el valor de la viscosidad cinemática $\nu(T)$. Ahora bien, se puede definir el número de Reynolds para el *DJ-DF* según la Ec. 2.45.

$$Re_{DJ-DF} = \frac{2e \bar{U}_0}{\nu(\bar{T}_0)} \quad (2.45)$$

$$\bar{U}_0 = \frac{U_{0f} + U_{0c}}{2} \quad (2.46)$$

$$\bar{T}_0 = \frac{T_{0f} + T_{0c}}{2} \quad (2.47)$$

Donde el largo característico es la suma del ancho de las boquillas $2e$, la velocidad característica (Ec. 2.46) es el promedio de las velocidades del jet frío y caliente a la salida de la boquilla denotadas por U_{0f} y U_{0c} , respectivamente; y \bar{T}_0 (Ec. 2.47) el promedio de las temperaturas de ambos jets.

En la Figura 2.14 se puede apreciar el perfil de velocidad característico que se desarrolla en una configuración *Doble Jet* no simétrico, donde se distinguen tres zonas: en la primera se crea una zona de velocidad negativa debido a que la distancia entre los jets s es significativa (en el caso a analizar en este estudio esta zona no existe debido a que s es muy pequeño), en la segunda el perfil es la unión de los perfiles de cada jet distinguiéndose claramente los máximos de cada uno, y finalmente, en la tercera zona los perfiles se unen formando uno solo, similar al de un jet simple.

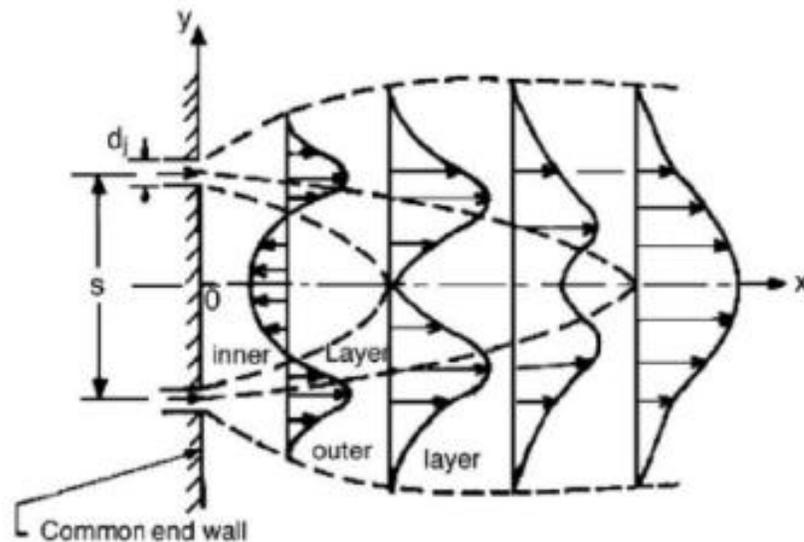


Figura 2.14: Perfil de velocidad en una configuración *Doble Jet*

Debido a que en las simulaciones hechas en el presente trabajo los jets están a distinta velocidad y temperatura, la cortina de aire *DJ-DF* es asimétrica y tiende a inclinarse. En este sentido, Fujisawa et al. [18] estudió experimentalmente la interacción de dos jet planos paralelos a distintas velocidades llegando a la conclusión que el flujo se inclina hacia el jet de mayor velocidad (menor presión estática).

Finalmente, es importante destacar que la separación entre las boquillas de los jets, aunque sea pequeña, induce a inestabilidades hidrodinámicas que se manifiestan como vórtices de tipo Von-Kármán (Figura 2.15). Estas estructuras pueden ir en desmedro del confinamiento de la cortina, ya que facilitan los mecanismos de transporte a través de ella.

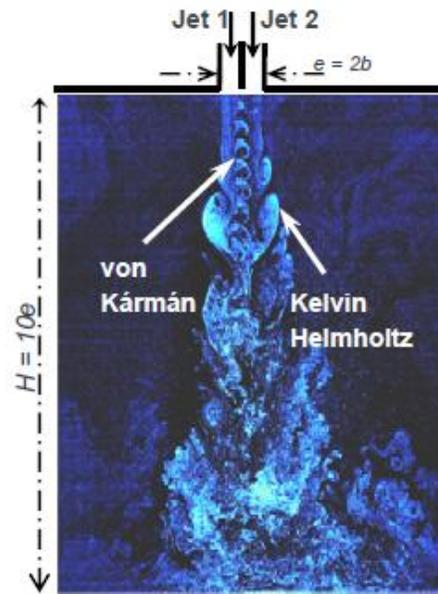


Figura 2.15: Vórtices de Von-Kármán producidos por la separación entre las boquillas de los jets, Amine Koched [14]

3. Modelamiento Computacional

3.1 Código FDS

Debido a que en este estudio numérico se utiliza el código *FDS* para realizar las simulaciones correspondientes al fenómeno a estudiar, se hace necesario en primer lugar el aprendizaje de la utilización e implementación de este software mediante el *Manual del usuario de FDS*, McGrattan et al. [19]. En segundo lugar es necesario el estudio de las ecuaciones gobernantes que implementa el código (ver apéndice B) y el método numérico que utiliza para resolverlas, que se puede encontrar en la *Guía de Referencia Técnica*, McGrattan et al. [20].

Cabe destacar que para la visualización de la geometría y el resultado de las simulaciones se utiliza el software *Smokeview (SMV)*.

3.2 Recurso computacional

Como se mencionó en los capítulos anteriores, el recurso computacional para realizar este trabajo es el *Clúster Levque* perteneciente al Centro de Modelación Matemática (*CMM*) de la Universidad de Chile. Este potente recurso permite dividir el mallado de la geometría completa en sub-mallas que son calculadas en distintos procesadores, reduciendo así el tiempo de cálculo.

Las características del *Clúster Levque* son las siguientes:

- 78 nodos de cálculo
- Más de 600 núcleos (8 por nodo)
- 3 GB de RAM por núcleo
- *IBM idataplex machine*
- 8 TB de capacidad de almacenamiento
- IB 40 GB/s, 100% non-blocking

3.3 Geometría a Modelar

Como se mencionó en el capítulo 1, la geometría a modelar, mostrada en la Figura 3.1, es un túnel vial a escala correspondiente al montaje experimental del Laboratorio de Estudios en Fluido-Dinámica perteneciente al *DIMEC*.



Figura 3.1: Montaje experimental

3.3.1 Dimensiones de la Geometría

Como aprecia a continuación, la Figura 3.2 muestra un esquema de la geometría modelada en el código *FDS*, mostrando sus distintos componentes.

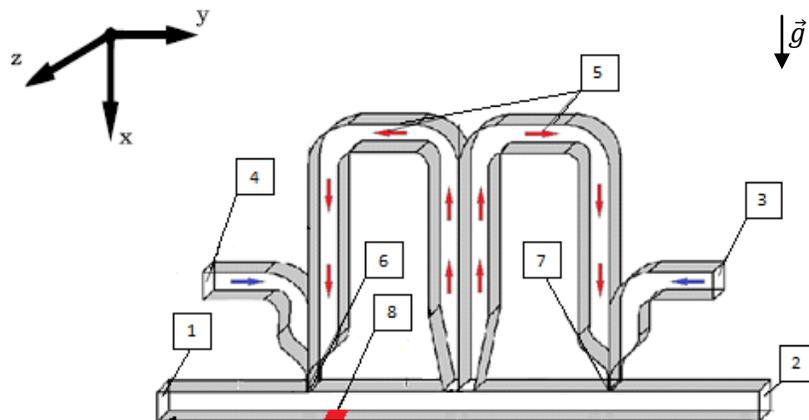


Figura 3.2: Esquema de la geometría. Las flechas azules indican la entrada del aire fresco y las rojas la recirculación de aire caliente. Las dimensiones se encuentran en [m].

En la figura anterior se pueden apreciar las dos entradas al túnel (números 1 y 2), las dos cortinas de aire *Doble Jet-Doble Flujo* delimitando el espacio a confinar (números 6 y 7), los ductos de alimentación de aire a las cortinas (con flechas rojas se representan los ductos de recirculación de aire proveniente de la zona confinada y con flechas azules los de aire fresco proveniente del ambiente), los ventiladores de recirculación (número 5), los ventiladores de aire fresco (números 3 y 4) y por último la ubicación de la fuente de calor (número 8).

Cabe destacar que el ancho la boquilla de cada jet e es de 0.0075 [m], la separación entre las boquillas del *Doble Jet-Doble Flujo* h es de 0.001 [m] y la relación de aspecto $H/2e$ es de 10.

Como se mencionó en la sección 2.5.2, la disposición de los ejes de referencia es la observada en la figura, donde la componente u de la velocidad es positiva vertical hacia abajo, es decir en el sentido de salida del flujo de los jets.

3.3.2 Geometría en FDS

La geometría utilizada en este estudio corresponde a la utilizada por Crisóstomo [9] agregando la condición de paredes no adiabáticas. La Figura 3.3 muestra la geometría construida en base al código FDS, con los materiales utilizados en el modelo.

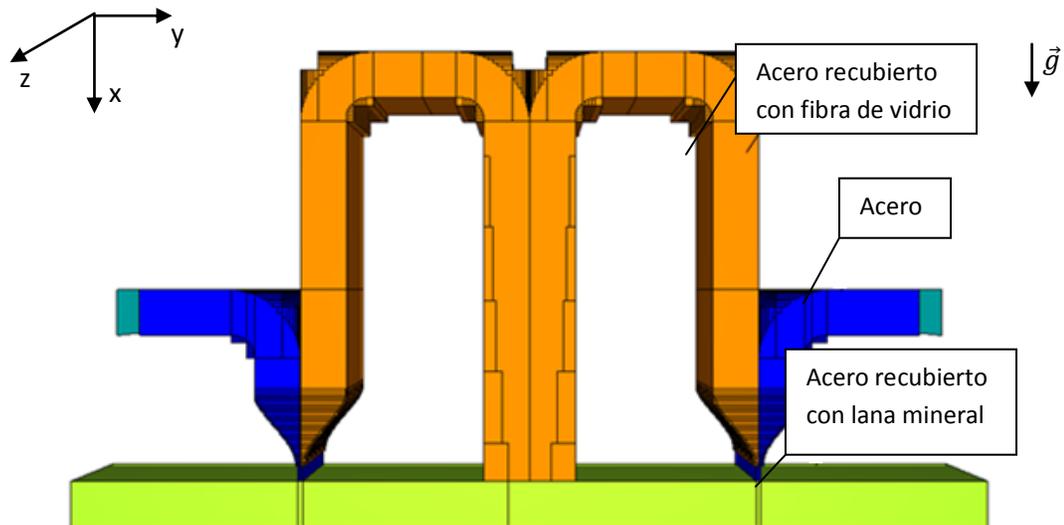


Figura 3.3: Geometría FDS tridimensional

Las propiedades de los materiales utilizados en el código se muestran en la Tabla 3.1. Cabe destacar que en la sección del túnel y en los ductos de recirculación (zona verde y naranja de la Figura 3.3, respectivamente) las paredes están compuestas por la combinación de dos materiales, por lo que la conductividad térmica en estas zonas corresponde a una conductividad equivalente según los espesores de cada material. Además, para efectos radiativos, la emisividad se fijó en 0.7 (correspondiente a la emisividad del acero) ya que el acero está en contacto directo con el flujo.

Tabla 3.1: Propiedades de los materiales de la pared del túnel utilizados en el código FDS

Material	Calor específico [KJ/Kg K]	Conductividad [W/m K]	Densidad [Kg/m ³]	Emisividad	Coefficiente de absorción [1/m]
Acero	0.5	16.27	8030	0.7	7500
Acero con Fibra de Vidrio	0.8	0.082	14	0.7	7500
Acero con lana mineral	0.8	0.084	80	0.7	7500

3.3.3 Mallado en FDS

El mallado de la geometría completa se realiza en base a una zona de interés correspondiente a la cortina de aire que está más cercana a la fuente de calor, tal como muestra la Figura 3.4.

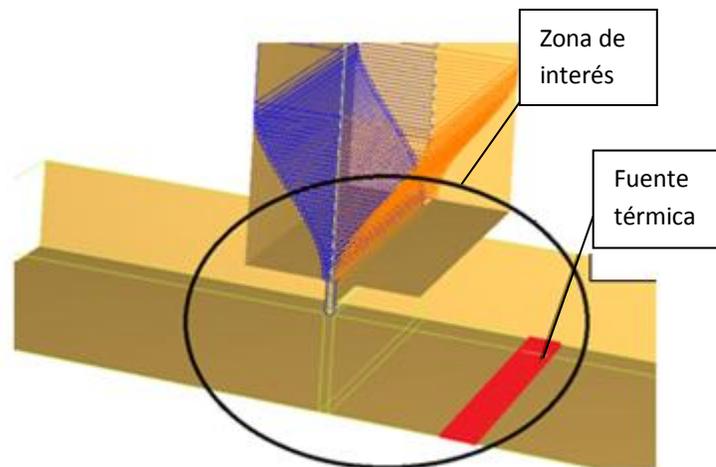


Figura 3.4: Zona de interés

Esta zona, por ser la de mayor concentración de turbulencia, tiene el mallado más fino de todo el dominio computacional. Para un correcto análisis de los mecanismos turbulentos de transporte, esta zona de malla fina debe contener las capas de mezcla de la cortina y abarcar toda la zona de impacto, asegurando que las estructuras turbulentas del flujo estén contenidas en ella. Según Rivera [7], Lecaros [8] y Crisóstomo [9] la zona de interés se define como una *T invertida* en donde el ancho de la base corresponde al 20% de la altura del túnel, tal como muestra la Figura 3.5.

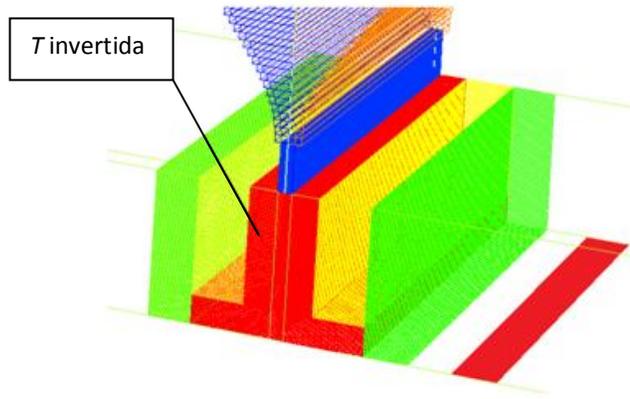


Figura 3.5: Malla en forma de T invertida correspondiente a la zona de interés

Para determinar cuan fina debe ser la malla en la zona de interés, específicamente en la *T invertida*, se utiliza la teoría de las escalas de Kolmogorov descrita en la sección 2.3, debido a que una condición necesaria para el tratamiento de la turbulencia mediante *LES* es que el tamaño de malla esté contenido en el rango disipativo. En este contexto, se debe determinar el parámetro η (Ec. 2.20) utilizando el número de Reynolds del *Doble Jet-Doble Flujo* dado por la Ec. 2.45, con el fin de determinar el tamaño máximo de malla en esta zona $\Delta_{m\acute{a}x} = 60\eta$, correspondiente al límite entre el rango disipativo y el subrango inercial. La Tabla 3.2 muestra los tamaños de malla máximos permitidos según los casos de mayor y menor número de Reynolds de la cortina de aire tratados en este estudio.

Tabla 3.2: Tamaño máximo de malla según el número de Reynolds

Re_{DJ-DF}	$\Delta_{m\acute{a}x}$ [mm]
3750	6.89
725	1.87

De la tabla anterior, se puede observar que el máximo tamaño de malla es de 1.87 [mm], por lo que al igual que Crisóstomo [9] en la *T invertida* (zona roja en la Figura 3.5) se fijó un tamaño de 1 [mm] en las direcciones x e y , mientras que en la dirección z se fijó un tamaño de 2 [mm] por tener menor importancia en la turbulencia. Para las zonas aledañas (zonas verde y amarilla en la Figura 3.5) el tamaño de malla es de 2 [mm] en las direcciones x e y , y 4 [mm] en la dirección z . Así, la cantidad de celdas en la geometría completa es de 8.438.500, de las cuales 3.307.500 (39% de la cantidad total) corresponden al mallado mostrado en la Figura 3.5.

Con respecto a la independencia del tamaño de malla, Crisóstomo [9] demostró que los resultados obtenidos en cuanto a perfiles de velocidad y temperatura del *Doble Jet-Doble Flujo* con un tamaño de malla de 0.5 [mm] en la *T invertida* no presentan mayor variación con respecto a los obtenidos con la malla de 1 [mm], llegando a la conclusión que ese tamaño de malla es suficiente para modelar mediante *LES* el fenómeno en cuestión.

3.4 Puntos de Medición

Con el fin de reproducir de buena manera el fenómeno a estudiar, los puntos de medición de temperatura y componentes de velocidad (llamados *devices* en el código *FDS*) fueron ubicados en el plano $z = 0.15$ de la zona de interés en forma de filas de 161 *devices* separados por 1 [mm], cubriendo una distancia de 80 [mm] hacia la izquierda y derecha desde el centro del *Doble Jet - Doble Flujo*. Cada fila está separada por una distancia $e = 7.5$ [mm], obteniendo así 20 niveles a estudiar desde la salida de los jets hasta la zona de impacto, tal como muestra la Figura 3.6. En este sentido, en la presentación de los resultados se utilizará la coordenada normalizada x/H para identificar la distancia vertical de un determinado perfil con respecto a la salida de los jets.

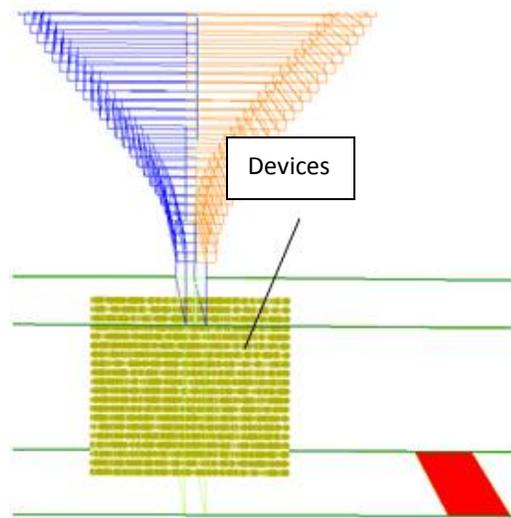


Figura 3.6: Disposición de puntos de medición en la zona de interés

3.5 Casos a analizar

Tal como se menciona en el capítulo 1, en una primera etapa se simularon dos de los casos correspondientes a los estudiados en paralelo, experimentalmente por Schneider J. y simulados en *FLUENT* por Castro J., esto con el fin de validar el modelo en *FDS* propuesto en este trabajo de tesis. En ellos se variaron las velocidades de los jets y la potencia de la fuente térmica, tal como muestra la Tabla 3.3. El tiempo de simulación para estos dos casos se fijó en 25 [s].

Tabla 3.3: Casos primera etapa

	P_f [W]	Re_{DJ-DF}	U_{0c} [m/s]	U_{0f} [m/s]
Caso I	510	4194	3.2	5.3
Caso II	1400	4194	5.3	3.2

En una segunda etapa se simularon casos en donde las velocidades de los jets son pequeñas en comparación a los dos anteriores. Como se mencionó anteriormente, se simularon estos casos de velocidad baja con el fin de estudiar principalmente dos cosas: En primer lugar, determinar el límite inferior de velocidad de los jets con las que la cortina de aire se despegue del suelo del túnel, resultando en una eficiencia de confinamiento muy baja. En segundo lugar, determinar cuál es configuración de velocidades relativamente pequeñas que permita que la cortina no se despegue del suelo del túnel y que además presente la mayor eficiencia en cuanto al confinamiento. Con respecto a la fuente térmica, se fijó una potencia de 3000 [W] para todos los casos, representativa de una potencia de 20 [MW] en escala real que corresponde aproximadamente a la alcanzada por un camión pequeño incendiándose, según la fórmula 3.1.

$$\dot{Q}_{\text{modelo}} = \dot{Q}_{\text{real}} \left(\frac{H_{\text{modelo}}}{H_{\text{real}}} \right)^{5/2} \quad (3.1)$$

Donde $\dot{Q}_{\text{modelo}} = 3000$ [W] y $H_{\text{modelo}} = 0.15$ [m] son la potencia de la fuente térmica y la altura en el modelo a escala del túnel, respectivamente, mientras que $\dot{Q}_{\text{real}} = 20$ [MW] y $H_{\text{real}} = 5$ [m] son la potencia real de un camión incendiándose y la altura real del túnel.

Por último, el tiempo de simulación se aumentó a 50 [s].

La siguiente tabla muestra los casos de baja velocidad simulados:

Tabla 3.4: Casos de velocidad baja

	P_f [W]	Re_{DJ-DF}	U_{0c} [m/s]	U_{0f} [m/s]
Caso III	3000	725	1	0.5
Caso IIIb	3000	725	0.5	1
Caso IV	3000	845	1	0.75
Caso IVb	3000	845	0.75	1
Caso V	3000	1136	1.5	1
Caso Vb	3000	1136	1	1.5
Caso VI	3000	1363	2	1
Caso VIb	3000	1363	1	2

Cabe destacar que la notación utilizada es la que se muestra en la Tabla 3.4, en donde los distintos casos están caracterizados con números romanos y sus *simétricos* con el mismo número y la letra *b*.

3.6 Condiciones iniciales

En todas las simulaciones realizadas en este estudio se fijaron como condiciones iniciales las correspondientes al montaje experimental, es decir, la temperatura ambiente se fijó en 20 [°C], la presión en 1 [atm] y la velocidad en todo el dominio en 0 [m/s].

3.7 Condiciones de Borde

Las condiciones de borde fijadas en el código *FDS* son las siguientes:

- Las entradas del túnel (números 1 y 2 en la Figura 3.2) se impusieron como abiertos al ambiente, es decir, la masa que esté dentro del dominio puede fluir hacia el exterior.
- La fuente térmica (número 8 en la Figura 3.2) se modeló como una superficie de 5x30 [cm] en las direcciones *y* y *z* respectivamente. El parámetro de entrada utilizado en el código *FDS* fue el de potencia por unidad de área, dado por la Ec. 3.2.

$$P_A = \frac{P_f}{A_f} \quad (3.2)$$

Donde P_A es la potencia por unidad de área en [W/m²], P_f la potencia de la fuente y A_f el área de la fuente.

- Los ventiladores de aire fresco (números 3 y 4 en la Figura 3.2) se modelaron tal que el aire del exterior ingrese a los ductos de aire frío con una velocidad dada según la Ec. 3.3.

$$U_{ventf} = \frac{U_{0f} A_{boq}}{A_{vent}} \quad (3.3)$$

Donde A_{boq} es el área de la boquilla del jet y A_{vent} es el área de la superficie del ventilador.

- Los ventiladores de recirculación (número 5 en la Figura 3.2) se modelaron tal que el aire proveniente de la zona confinada adquiriera una velocidad dada según la Ec. 3.4.

$$U_{ventc} = \frac{U_{0c} A_{boq}}{A_{vent}} \quad (3.4)$$

Cabe destacar que el área de los ventiladores de aire fresco y recirculación es la misma.

4. Análisis y Discusión de los resultados

4.1 Primera parte

En la primera parte de este capítulo se presentarán los resultados de las simulaciones correspondientes a los casos I y II (Caso I: $P_f = 510$ [W], $Re_{DJ-DF} = 4194$, $U_{0c} = 3.2$ [m/s], $U_{0f} = 5.3$ [m/s] y Caso II: $P_f = 1400$ [W], $Re_{DJ-DF} = 4194$, $U_{0c} = 5.3$ [m/s], $U_{0f} = 3.2$ [m/s]), que servirán para comparar las simulaciones numéricas obtenidas mediante *FDS* con los resultados experimentales obtenidos por Schneider J., con el fin de validar el modelo utilizado. Además, los resultados también serán comparados con los obtenidos por Castro J. quien trabajó con el código *FLUENT*, con el fin de determinar las diferencias que pueden existir entre ambos códigos.

Cabe mencionar, que para la representación de la mayoría de los resultados expuestos en éste capítulo, la coordenada y será normalizada por el ancho de las boquillas del *Doble Jet - Doble Flujo*, quedando en el eje de las abscisas $y/2e$. Además, los gráficos se presentan con un rectángulo mitad azul, mitad rojo, el cuál simboliza para qué lado, desde el origen, se encuentra la fuente térmica, es decir, el lado protegido (azul) o el lado confinado (rojo), respectivamente.

4.1.1 Velocidad

En las Figuras 4.1 y 4.2 se muestran los perfiles de velocidad de los casos I y II en forma independiente.

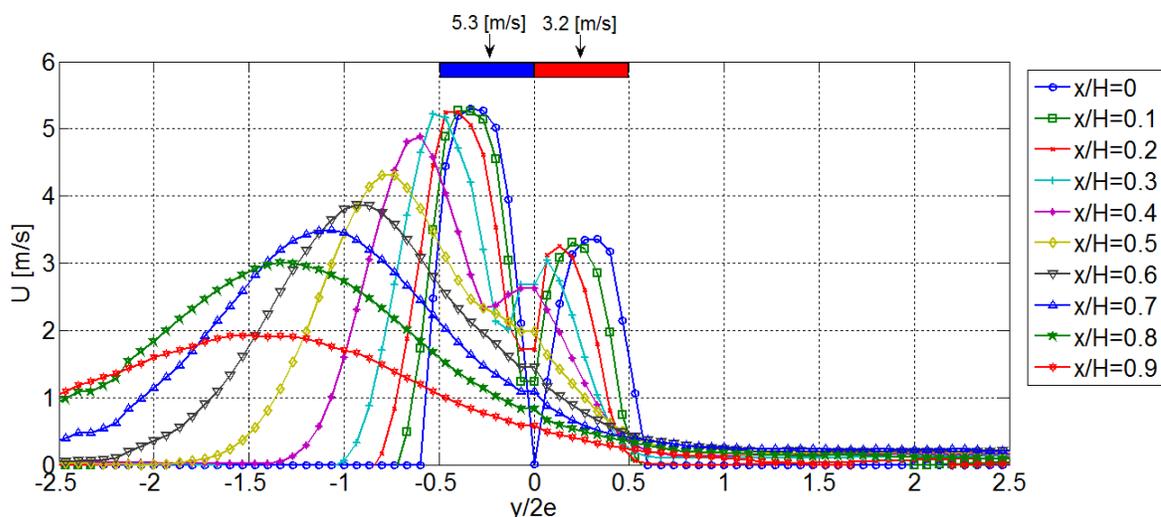


Figura 4.1: Perfiles de Velocidad U Caso I

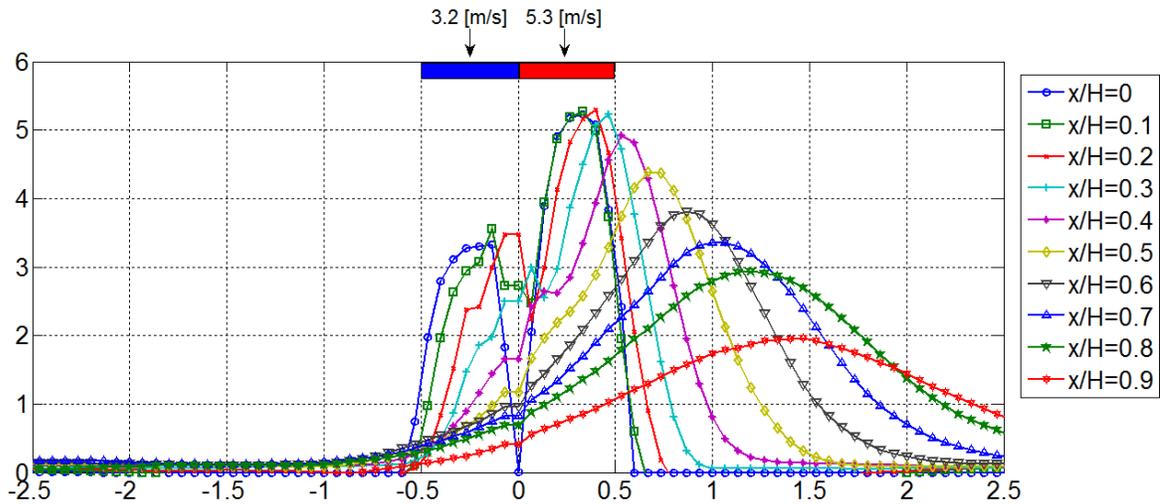


Figura 4.2: Perfiles de Velocidad U Caso II

Se puede apreciar que los perfiles muestran la forma típica de un *Doble Jet - Doble Flujo*, en donde para los dos casos los perfiles convergen completamente en el nivel $x/H=0.5$, lo que concuerda con lo reportado por Crisóstomo [9] quien trabajó con iguales velocidades de los jets, concluyendo que la unión temprana de éstos es un factor que va en desmedro del confinamiento debido a que la combinación de los flujos de recirculación y de aire fresco produce fugas de calor hacia el lado protegido.

Por otro lado, en los dos casos se observa una desviación apreciable del *Doble Jet - Doble Flujo* sobre su centro geométrico, determinada por el jet de mayor velocidad.

Las Figuras 4.3 a 4.6 muestran los perfiles de velocidad normalizados por la velocidad característica del *Doble Jet - Doble Flujo* (correspondiente a la velocidad de salida del jet mas rápido), para los casos I y II comparando el modelo *FDS* con resultados experimentales y *FLUENT*.

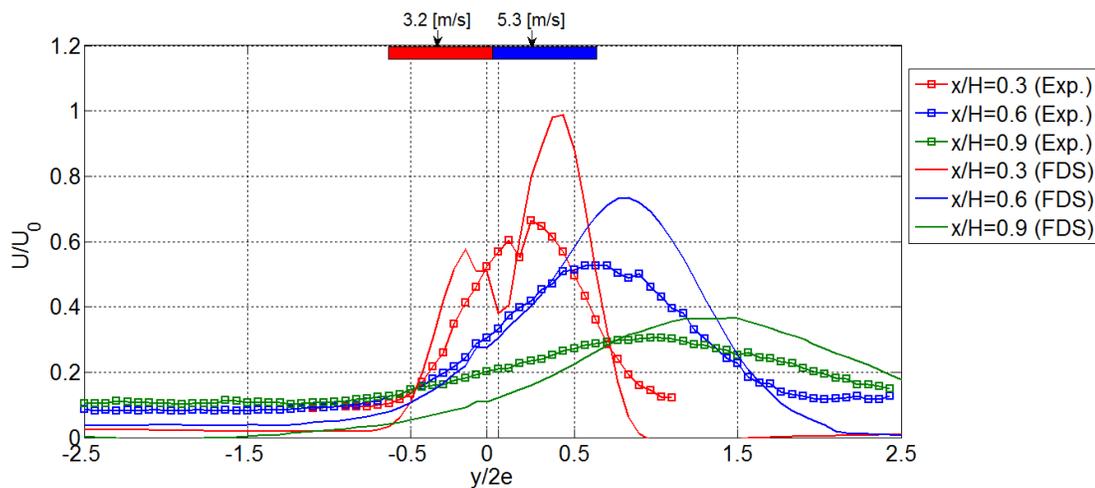


Figura 4.3: Comparación perfiles de velocidad FDS-Exp. Caso I

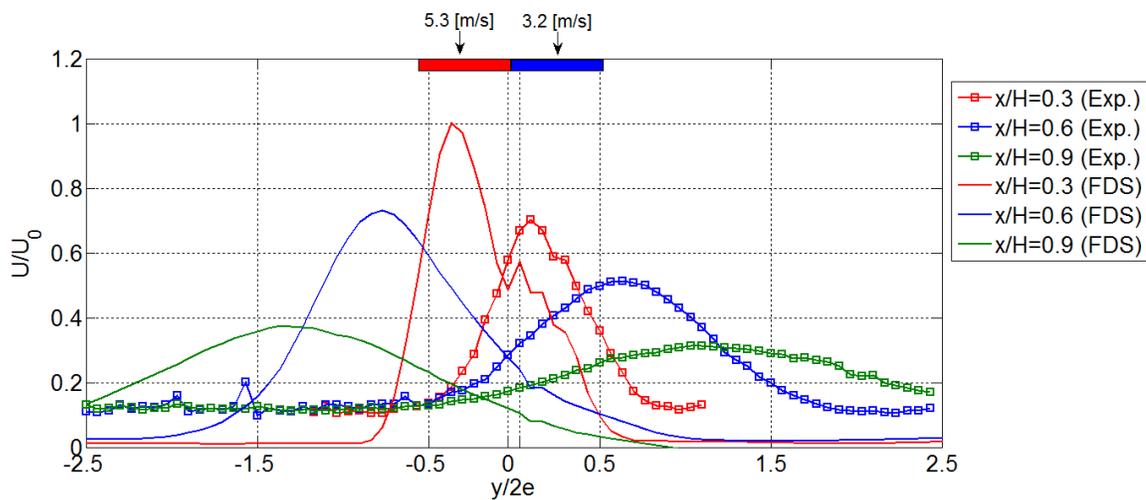


Figura 4.4: Comparación perfiles de velocidad *FDS*- Exp. Caso II

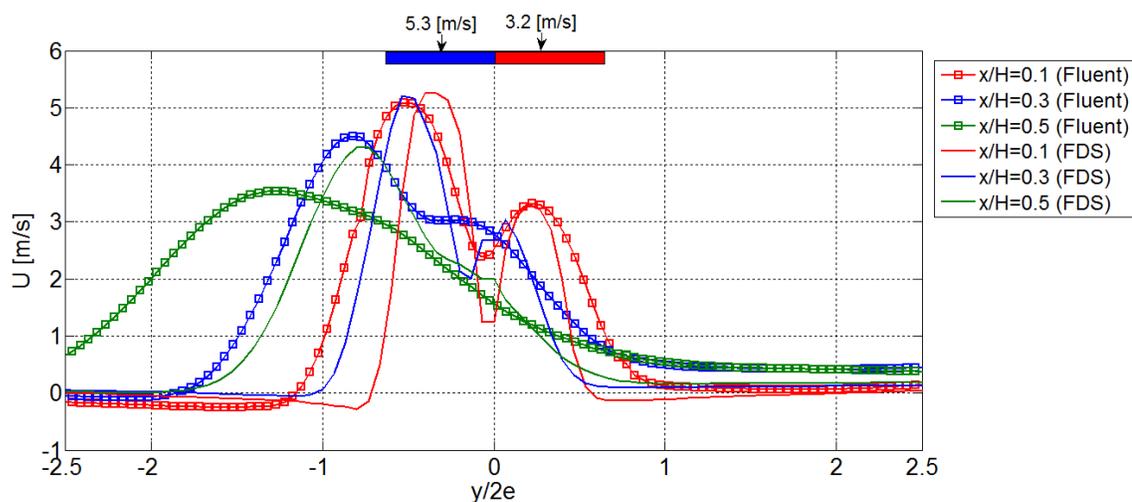


Figura 4.5: Comparación perfiles de velocidad *FDS*- *FLUENT*. Caso I

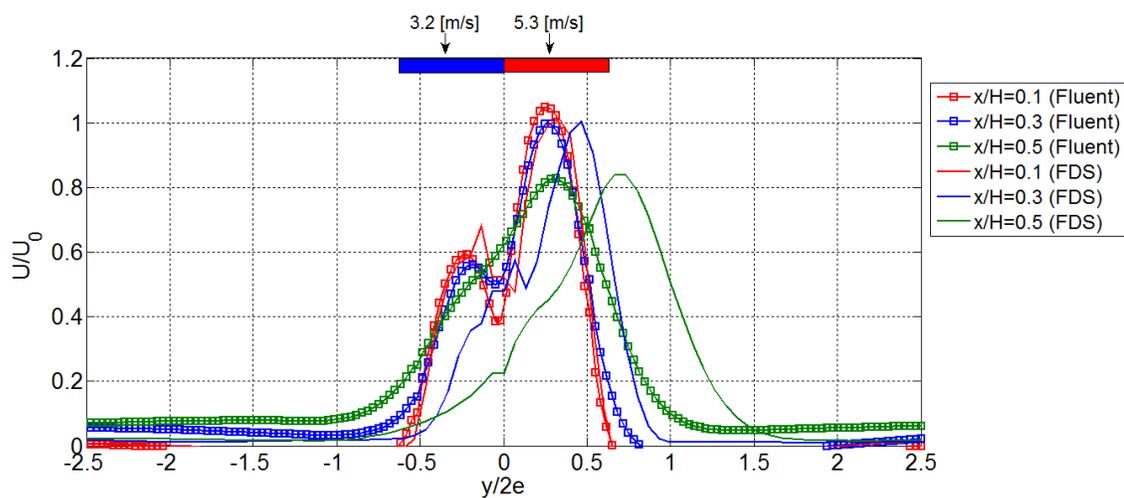


Figura 4.6: Comparación perfiles de velocidad *FDS*- *FLUENT*. Caso II

Se observa que los perfiles de velocidad son muy similares para *FDS*, *FLUENT* y resultados experimentales, dando cuenta que las ecuaciones utilizadas en el método numérico son capaces de reproducir los fenómenos cinemáticos asociados.

Por otro lado, se observa que tanto para *FDS*, *FLUENT* y resultados experimentales el nivel en que convergen los jets de la cortina es $x/H=0.5$, dando cuenta de que en los niveles inferiores los flujos de aire fresco y recirculación se combinan formando el perfil de velocidad característico de un jet simple. Esta mezcla entre aire caliente y aire fresco, trae consigo fugas de calor a través de la cortina hacia el lado protegido.

Con respecto al caso I, se puede apreciar en la figura 4.3 que los perfiles entregados por el modelo *FDS* concuerdan en cuanto a tendencia con los resultados experimentales, existiendo mayor desviación del *Doble Jet - Doble Flujo* para el modelo en *FDS*. Ahora, en comparación con *FLUENT*, en la Figura 4.5 se aprecia claramente una mayor desviación en los perfiles entregados por *FDS*.

Con respecto al caso II, los perfiles obtenidos con *FDS* se inclinan en sentido contrario a los entregados por los resultados experimentales. Según Fujisawa et al. [18] la inclinación de un *Doble jet* de igual temperatura y distintas velocidades ocurre siempre hacia el lado del jet de mayor velocidad, debido a que éste último tiene un mayor *entrainment* a nivel de boquilla, lo que hace que “arrastre” al jet de más baja velocidad por las diferencias de presión asociadas. Por otro lado, Cecchi [4] y Schneider J. trabajando con un *Doble Jet - Doble Flujo* reportaron que si bien la inclinación de la cortina está determinada por las velocidades de los jets, cuando existe una fuente térmica en los alrededores, masas de aire caliente a distinta densidad que se mueven por convección natural son capaces de compensar éste efecto y empujar la cortina cambiando su inclinación. Por otro lado, Koched [14] reporta en su trabajo experimental con un jet simple, que la inclinación de éste es muy susceptible a las condiciones de borde del experimento. Lo anterior, sugiere por un lado que el código de análisis numérico no es capaz de reproducir con exactitud las condiciones de borde que existen en la experimentación y por otro, que el modelo numérico de cambio de densidad no es capaz de compensar el efecto descrito por Fujisawa et al. [18], haciendo que la inclinación esté mayormente relacionada a la diferencia de velocidades de los jets del *Doble jet-Doble flujo*.

Por último, comparando el caso II con *FLUENT*, se aprecia en la Figura 4.6 que al igual que en el caso I, la inclinación de los perfiles se da para el mismo lado, pero con una mayor inclinación para *FDS*.

4.1.2 Temperatura

Al igual que los perfiles de velocidad, a continuación se comparan los perfiles de temperatura para los casos I y II normalizados por la temperatura de salida del jet caliente T_0 del *Doble Jet – Doble Flujo*.

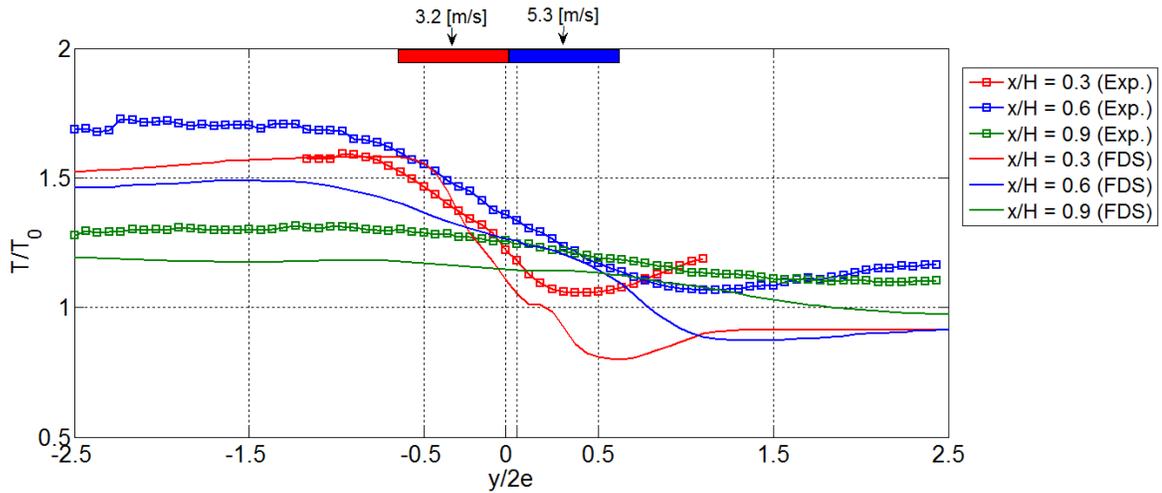


Figura 4.7: Comparación perfiles de Temperatura *FDS- Exp.* Caso I

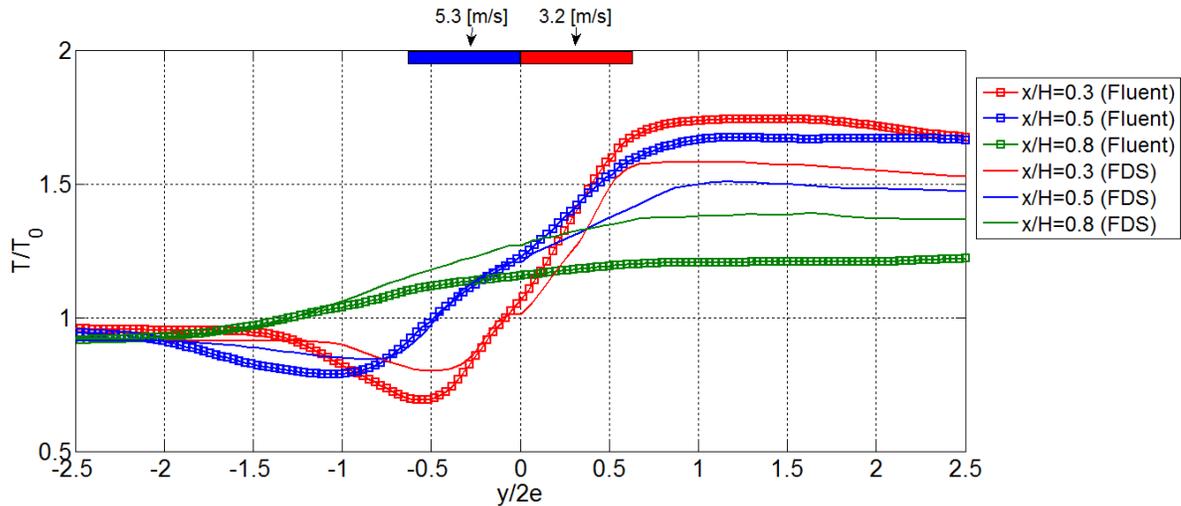


Figura 4.8: Comparación perfiles de Temperatura *FDS- FLUENT.* Caso I

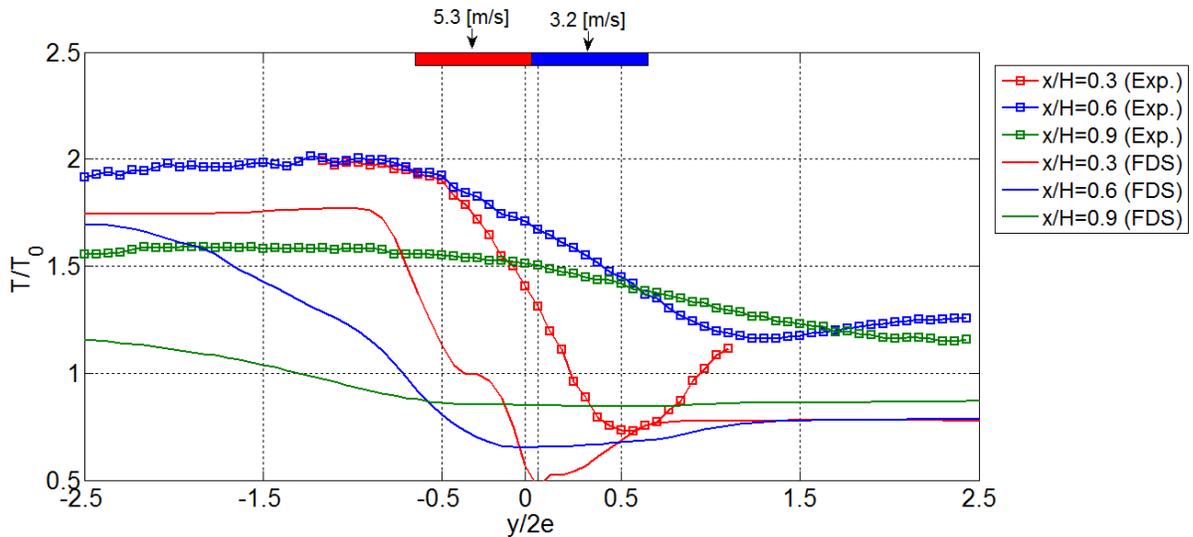


Figura 4.9: Comparación perfiles de Temperatura *FDS*- Exp. Caso II

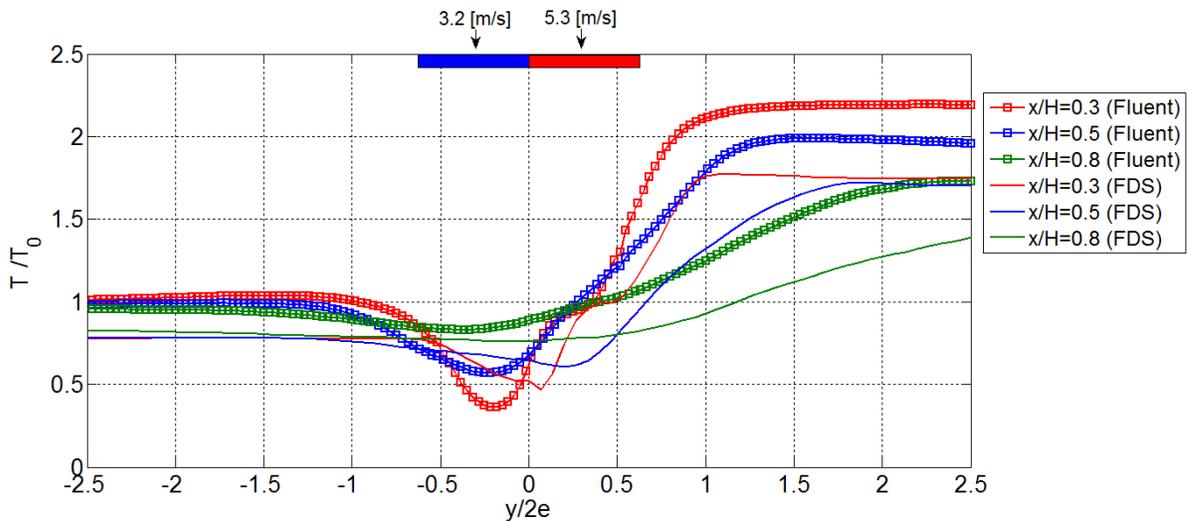


Figura 4.10: Comparación perfiles de Temperatura *FDS*- *FLUENT*. Caso II

En las Figuras 4.7 y 4.9 se observa que los perfiles entregados por *FDS* concuerdan de buena manera con los resultados experimentales, en cuanto a forma y orden de magnitud de las temperaturas de meseta.

Por otro lado, comparando los perfiles de temperatura con lo obtenidos por *FLUENT* (figuras 4.8 y 4.10), se puede apreciar para los dos casos en estudio, que las temperaturas alcanzadas por *FDS* son inferiores, debido a que *FLUENT*, al contrario de *FDS*, sobreestima las temperaturas alcanzadas en los primeros niveles.

Por último, la Figura 4.11 muestra los perfiles de temperatura correspondientes a los niveles $x/H = 0.2, 0.5, 0.8$ y 0.9 del caso I, comparando la simulación hecha por Crisóstomo [9], con paredes adiabáticas, con la realizada en el presente estudio, con paredes no adiabáticas.

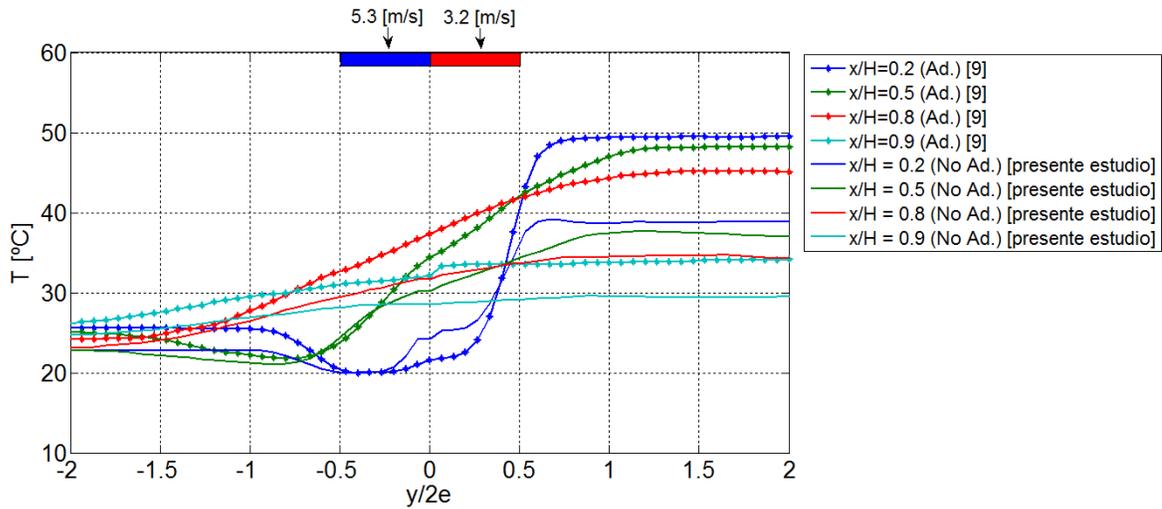


Figura 4.11: Comparación caso I Paredes adiabáticas-
no adiabáticas

Se puede apreciar que la diferencia de temperatura de meseta en la zona confinada para los niveles $x/H = 0.2, 0.5, 0.8$ es de aproximadamente $10\text{ }^{\circ}\text{C}$, diferencia asociada a la fuga de calor a través de las paredes del túnel debido a un $\Delta T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ entre el interior y el exterior de éste.

4.2 Segunda Parte

Como se mencionó en la Sección 3.5, la segunda parte del presente capítulo estará enfocada en analizar en mayor detalle los casos de velocidad baja mostrados en la Tabla 3.4.

4.2.1 Campos de velocidad y temperatura

Las figuras 4.12 a 4.27 muestran los campos de velocidad y temperatura a distintos tiempos de simulación correspondientes a la zona de interés en el plano $z/H = 0.5$ (plano medio longitudinal del túnel). Cabe destacar que en el Apéndice A se muestran las series temporales de velocidad y temperatura en puntos del dominio que fueron escogidos según la inclinación del *Doble Jet- Doble Flujo* para cada caso.

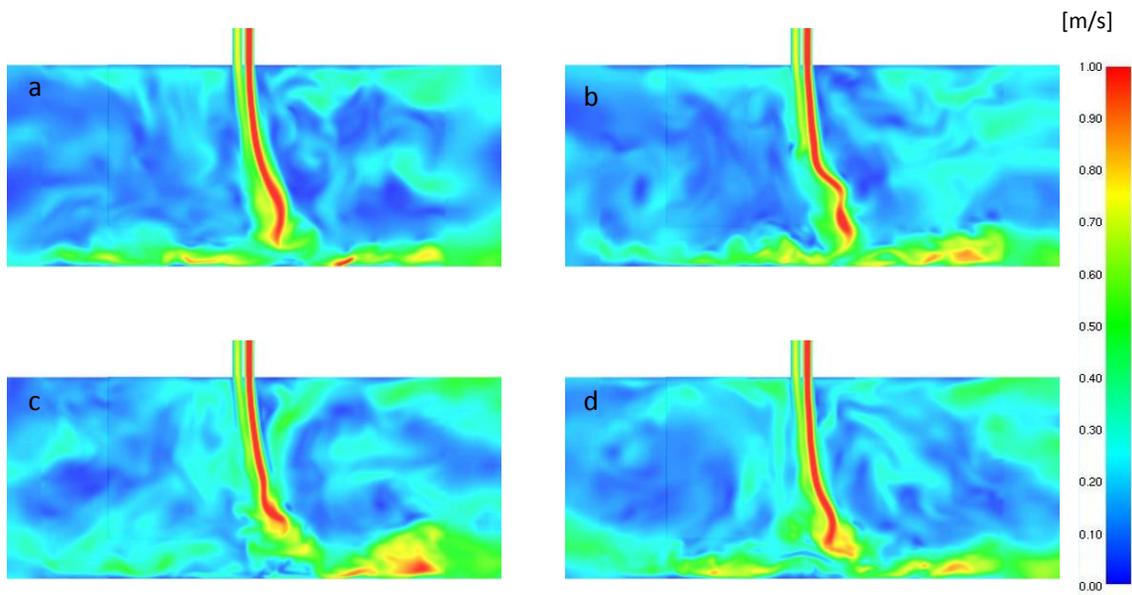


Figura 4.12: Campos de velocidad caso III, $U_{0c} = 1 [m/s]$, $U_{0f} = 0.5[m/s]$. a) $t = 20 [s]$
 b) $t = 30 [s]$ c) $t = 40 [s]$ d) $t = 50 [s]$

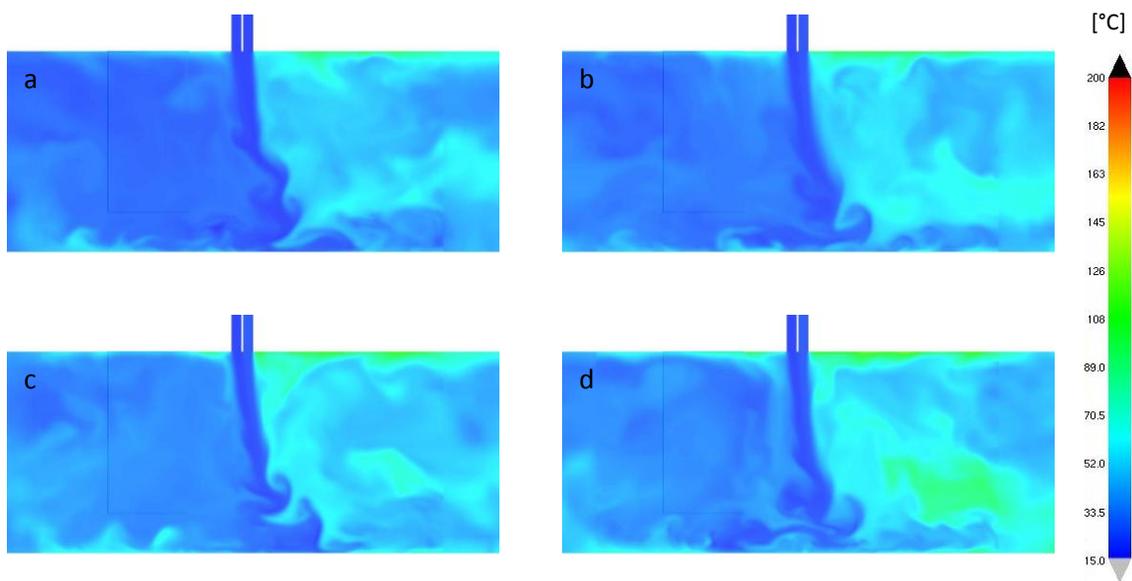


Figura 4.13: Campos de temperatura caso III, $U_{0c} = 1 [m/s]$, $U_{0f} = 0.5[m/s]$. a) $t = 20 [s]$
 b) $t = 30 [s]$ c) $t = 40 [s]$ d) $t = 50 [s]$

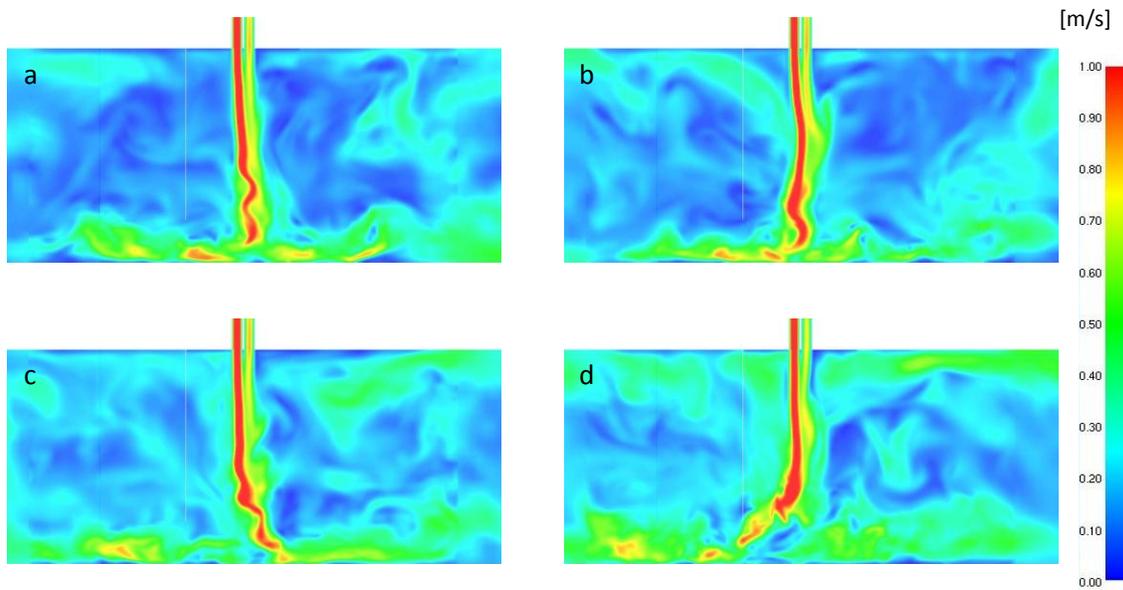


Figura 4.14: Campos de velocidad caso IIIb, $U_{0c} = 0.5$ [m/s], $U_{0f} = 1$ [m/s]. a) $t = 20$ [s]
 b) $t = 30$ [s] c) $t = 40$ [s] d) $t = 50$ [s]

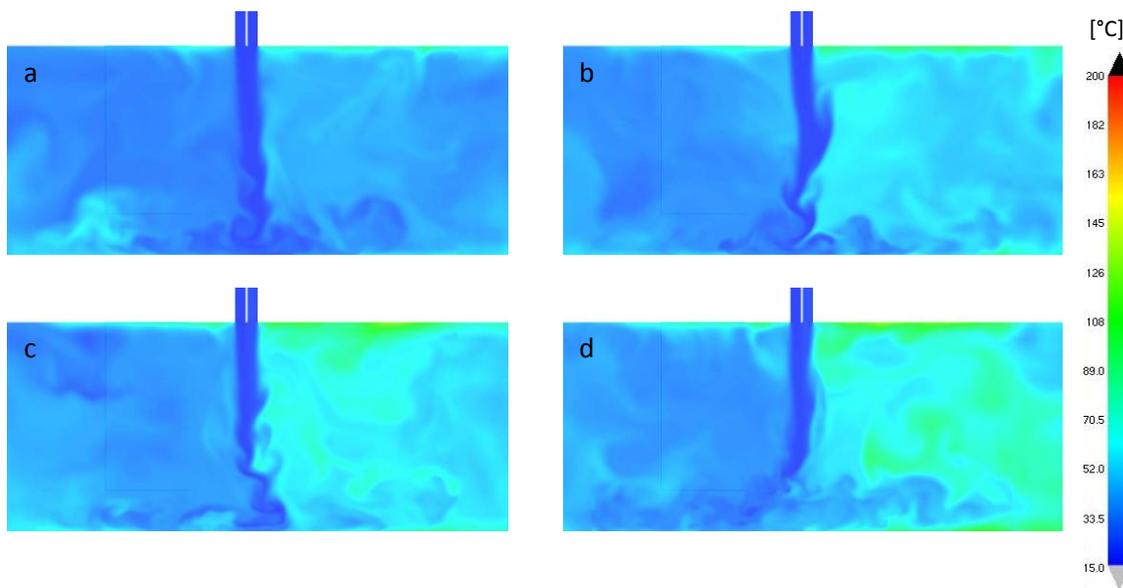


Figura 4.15: Campos de temperatura caso IIIb, $U_{0c} = 0.5$ [m/s], $U_{0f} = 1$ [m/s]. a) $t = 20$ [s]
 b) $t = 30$ [s] c) $t = 40$ [s] d) $t = 50$ [s]

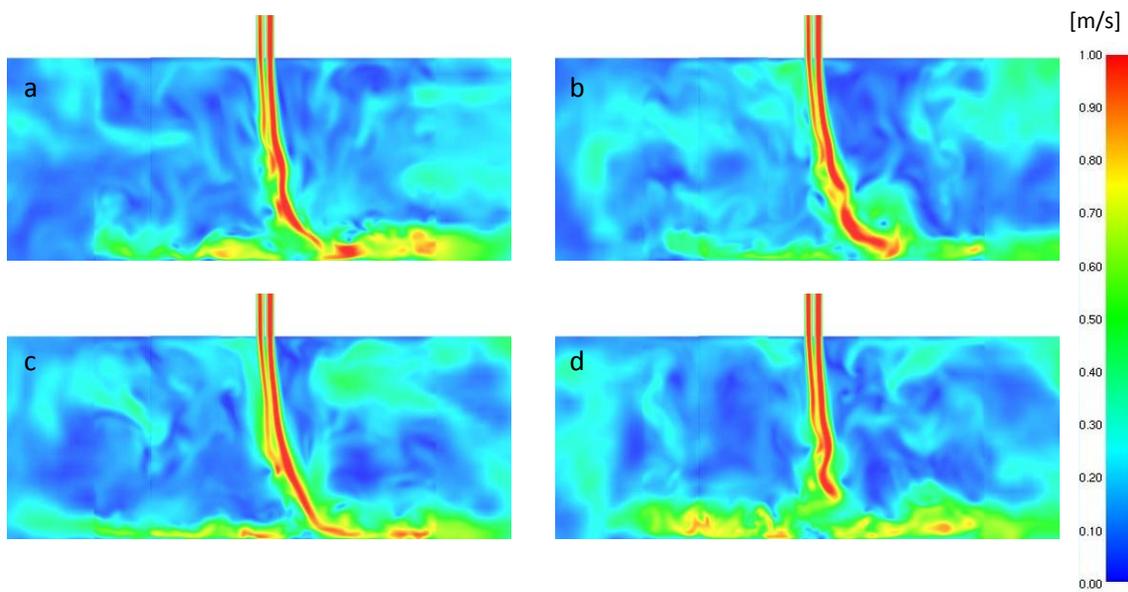


Figura 4.16: Campos de velocidad caso IV, $U_{oc} = 1 [m/s]$, $U_{of} = 0.75[m/s]$. a) $t = 20 [s]$
 b) $t = 30 [s]$ c) $t=40 [s]$ d) $t = 50 [s]$

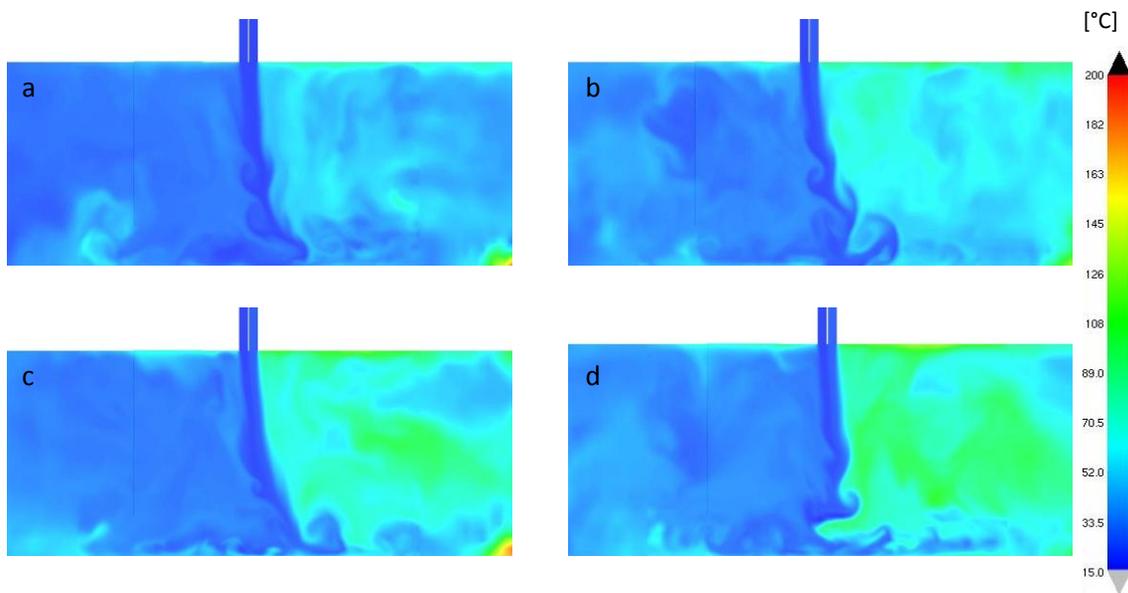


Figura 4.17: Campos de temperatura caso IV, $U_{oc} = 1 [m/s]$, $U_{of} = 0.75 [m/s]$. a) $t = 20 [s]$
 b) $t = 30 [s]$ c) $t=40 [s]$ d) $t = 50 [s]$

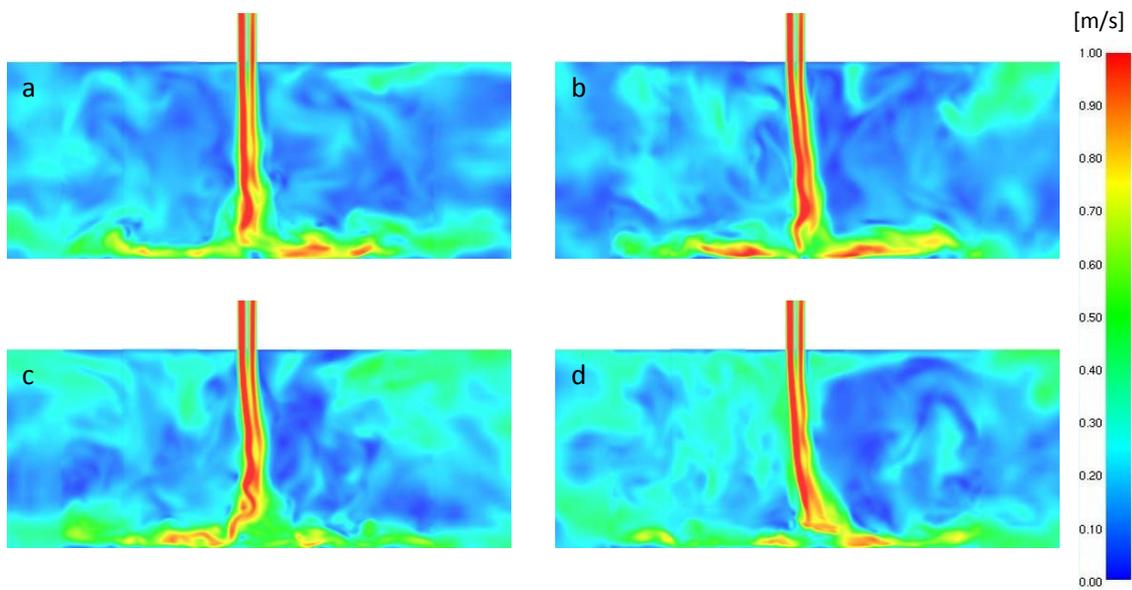


Figura 4.18: Campos de velocidad caso IVb, $U_{0c} = 0.75 [m/s]$, $U_{0f} = 1[m/s]$. a) $t = 20 [s]$
 b) $t = 30 [s]$ c) $t=40 [s]$ d) $t = 50 [s]$

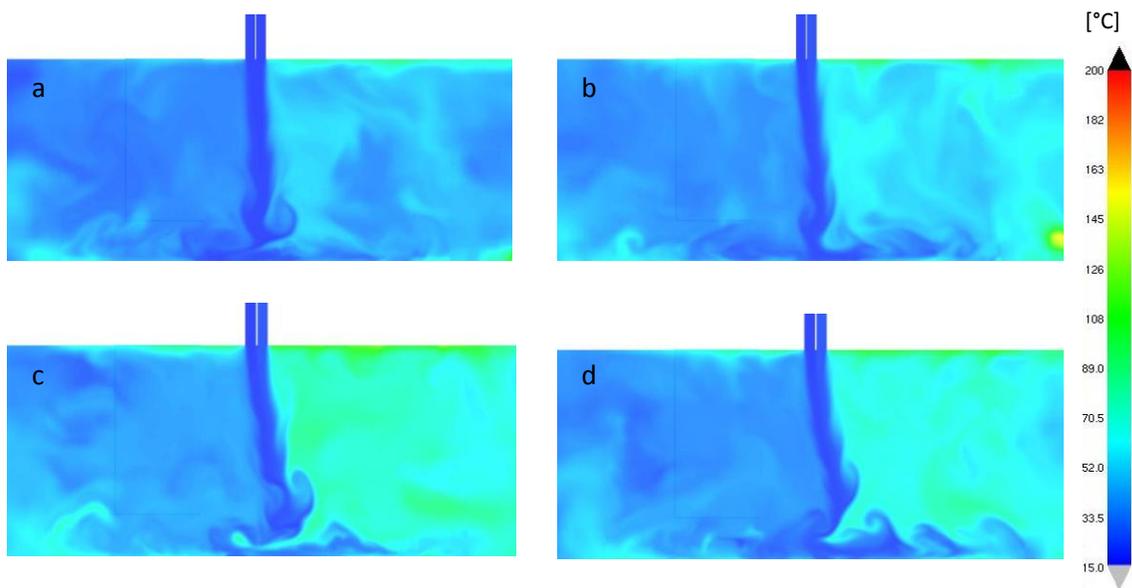


Figura 4.19: Campos de temperatura caso IVb, $U_{0c} = 0.75 [m/s]$, $U_{0f} = 1 [m/s]$. a) $t = 20 [s]$
 b) $t = 30 [s]$ c) $t=40 [s]$ d) $t = 50 [s]$

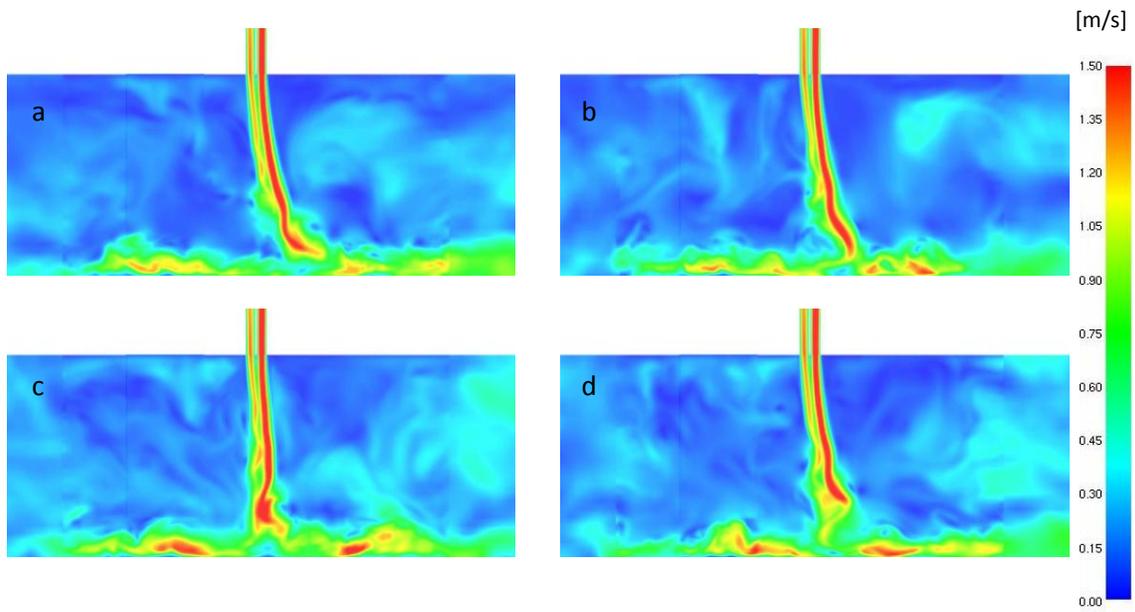


Figura 4.20: Campos de velocidad caso V, $U_{0c} = 1.5 [m/s]$, $U_{0f} = 1 [m/s]$. a) $t = 20 [s]$
 b) $t = 30 [s]$ c) $t=40 [s]$ d) $t = 50 [s]$

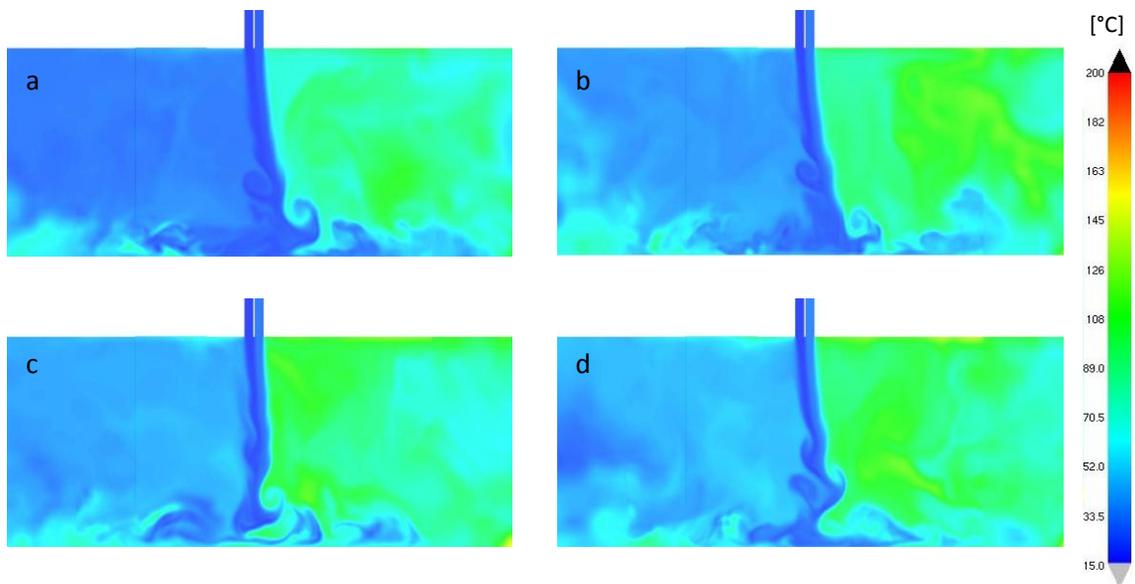


Figura 4.21: Campos de temperatura caso V, $U_{0c} = 1.5 [m/s]$, $U_{0f} = 1 [m/s]$. a) $t = 20 [s]$
 b) $t = 30 [s]$ c) $t=40 [s]$ d) $t = 50 [s]$

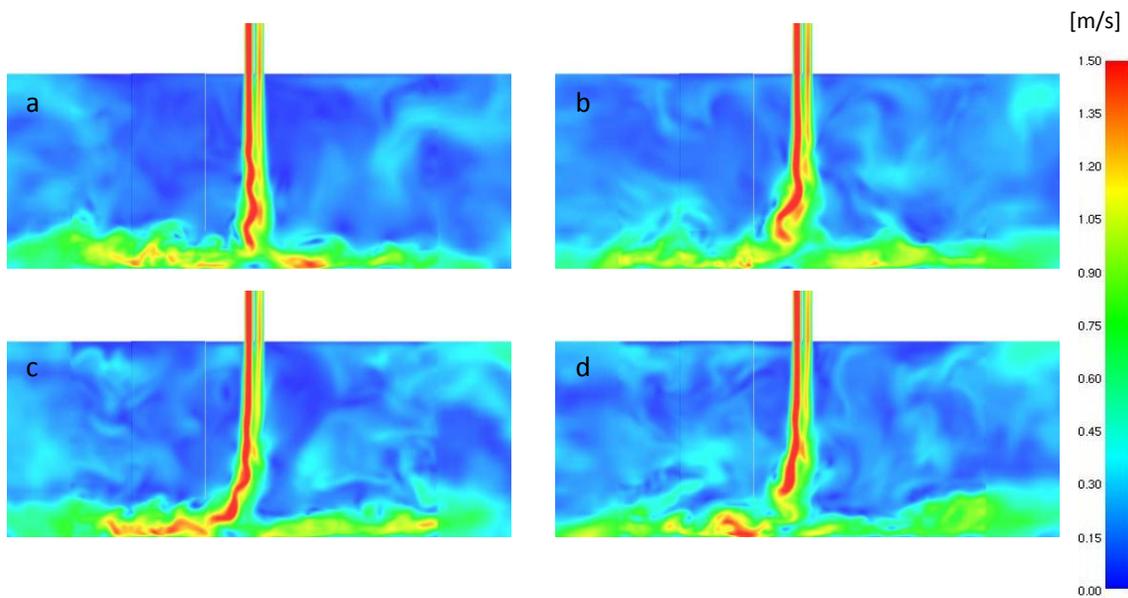


Figura 4.22: Campos de velocidad caso Vb, $U_{oc} = 1 [m/s]$, $U_{of} = 1.5 [m/s]$. a) $t = 20 [s]$
 b) $t = 30 [s]$ c) $t=40 [s]$ d) $t = 50 [s]$

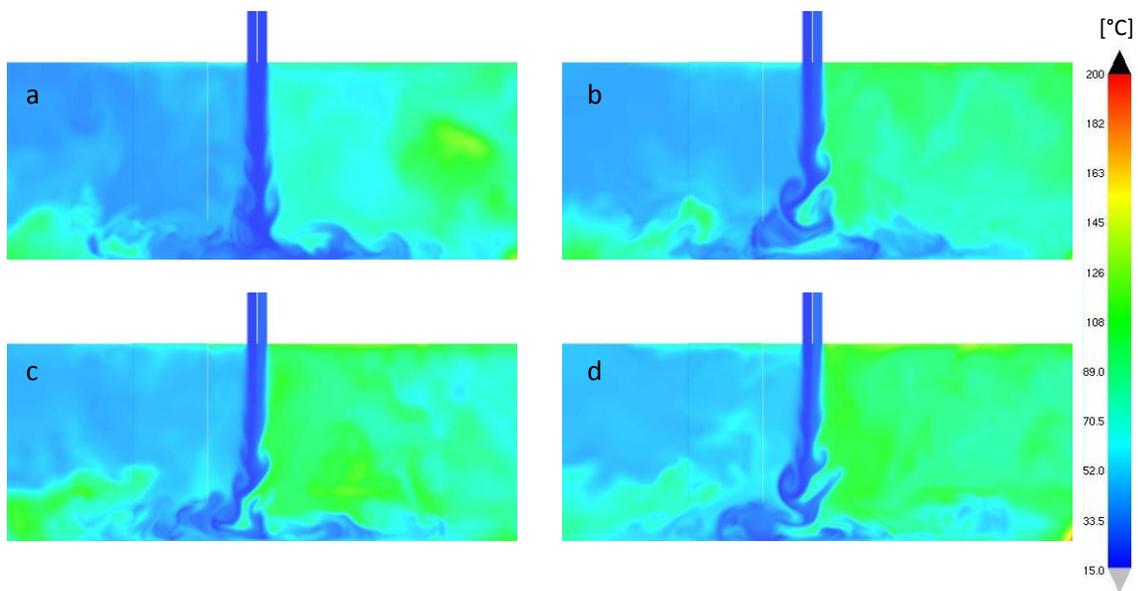


Figura 4.23: Campos de temperatura caso Vb, $U_{oc} = 1 [m/s]$, $U_{of} = 1.5 [m/s]$. a) $t = 20 [s]$
 b) $t = 30 [s]$ c) $t=40 [s]$ d) $t = 50 [s]$

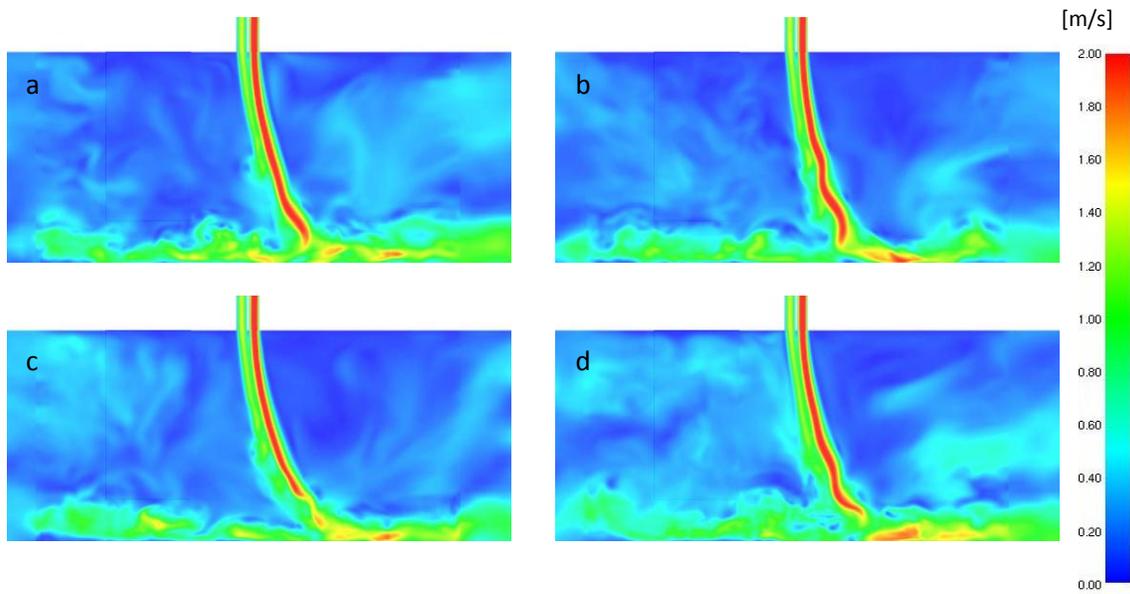


Figura 4.24: Campos de velocidad caso VI, $U_{0c} = 2 \text{ [m/s]}$, $U_{0f} = 1 \text{ [m/s]}$. a) $t = 20 \text{ [s]}$
 b) $t = 30 \text{ [s]}$ c) $t=40 \text{ [s]}$ d) $t = 50 \text{ [s]}$

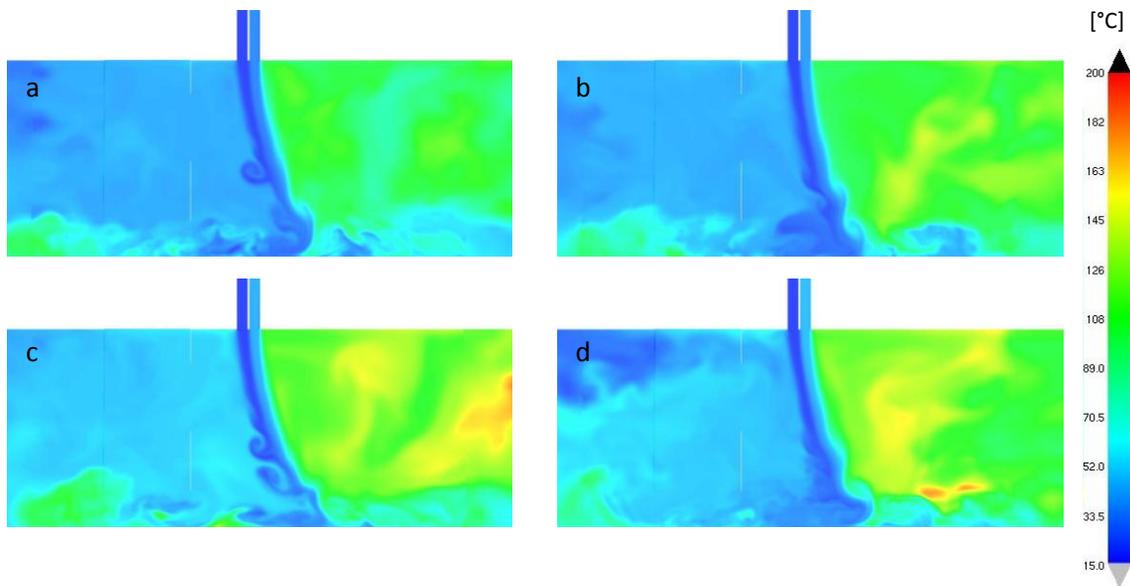


Figura 4.25: Campos de temperatura caso VI, $U_{0c} = 2 \text{ [m/s]}$, $U_{0f} = 1 \text{ [m/s]}$. a) $t = 20 \text{ [s]}$
 b) $t = 30 \text{ [s]}$ c) $t=40 \text{ [s]}$ d) $t = 50 \text{ [s]}$

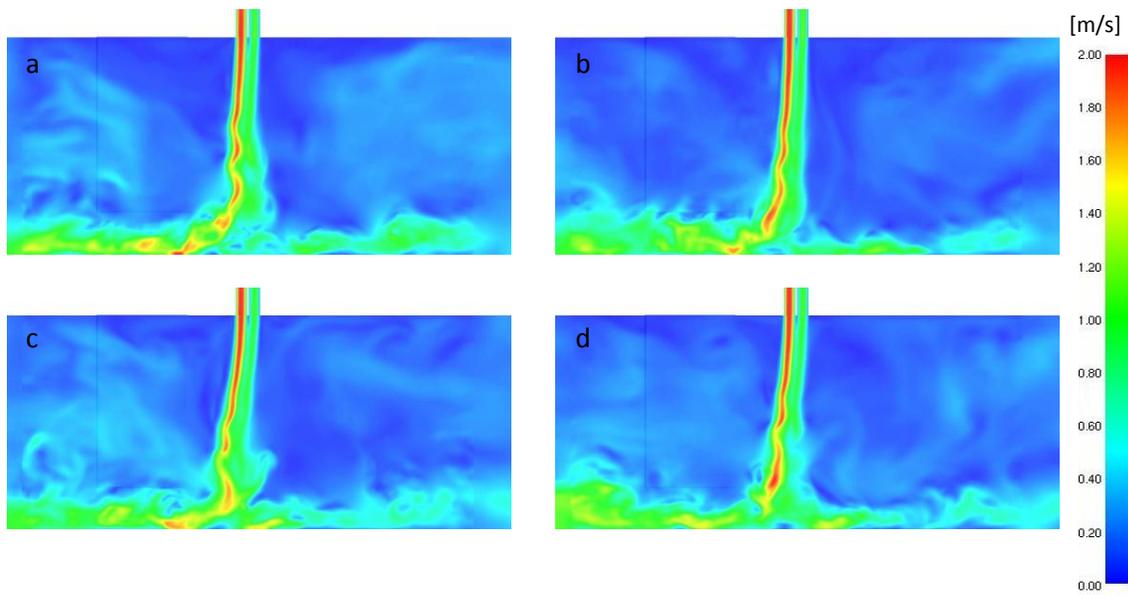


Figura 4.26: Campos de velocidad caso VIb, $U_{0c} = 1$ [m/s], $U_{0f} = 2$ [m/s]. a) $t = 20$ [s]
 b) $t = 30$ [s] c) $t=40$ [s] d) $t = 50$ [s]

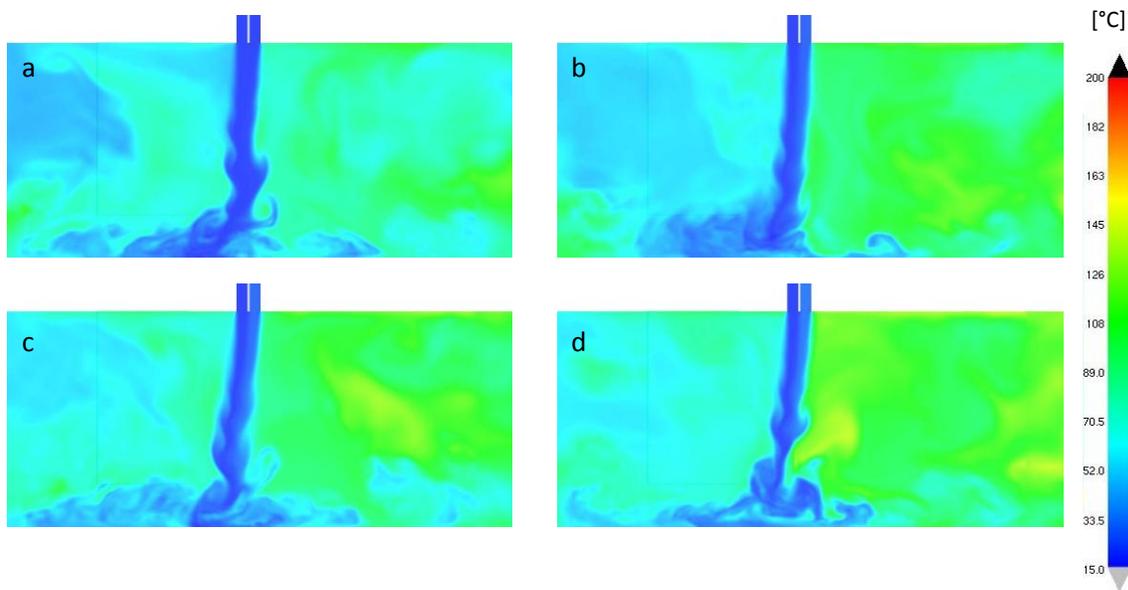


Figura 4.27: Campos de temperatura caso VIb, $U_{0c} = 1$ [m/s], $U_{0f} = 2$ [m/s]. a) $t = 20$ [s]
 b) $t = 30$ [s] c) $t=40$ [s] d) $t = 50$ [s]

Con respecto a los campos de velocidad, se observa en todos los casos una cierta inclinación del *Doble Jet-Doble Flujo* hacia o en contra de la fuente térmica. Esta desviación se da según las velocidades características de salida de los jets que la componen, es decir, la cortina se inclina

hacia el lado correspondiente al jet de mayor velocidad, según lo expuesto en la primera parte de éste capítulo. Sin embargo, esto no ocurre así en el caso IVb (Figura 4.19) en que las velocidades de los jets frío y caliente son casi iguales, de lo que se puede inferir que cuando la velocidad de éstos es muy baja (es decir, la cortina a ratos se despega de la superficie de impacto) y más aún, cuando las velocidades son muy parecidas, la inclinación de la cortina en la cercanía a la zona de impacto es muy sensible a las condiciones del ambiente a su alrededor. Esto resulta similar a lo reportado por Lecaros [8] quien trabajando con velocidades iguales en los jets (levemente más rápido el jet frío) obtuvo una inclinación en el sentido de la fuente, lo cual atribuyó a que la simulación numérica no reproduce efectivamente las condiciones de borde de la realidad, como se menciona en la Sección 4.1.1.

En las Figuras 4.13, 4.15, 4.17 y 4.19 correspondientes a los campos de temperatura para los casos III, IIIb, IV y IVb se observa que hay una fuga de calor y masa desde la zona confinada producto de que el *Doble Jet - Doble Flujo* en algunos instantes se tiende a despegar de la pared inferior del túnel. Según esto, el número de Reynolds asociado a la configuración de éstos dos últimos casos ($Re_{DJ-DF} = 845$) representa un límite a partir del cual la cortina no se despegará de la superficie de impacto, siendo éste un aspecto primordial para el confinamiento.

Para todos los casos, en los campos de temperatura se puede observar que aproximadamente desde los 30 segundos de simulación hay una estabilización de la variable, que tiene estrecha relación con la presencia de régimen estacionario. Esto también se ve reflejado en las series temporales de temperatura expuestas en el Apéndice A.

Ahora, a modo de comparación, para los cuatro primeros casos no se observa una diferencia de temperatura muy marcada entre la zona protegida y la zona confinada, debido a que, como se dijo anteriormente, hay una fuga de calor y masa a través de la cortina. Por otro lado, los casos V, Vb, VI y VIb presentan una gran diferencia de temperatura entre las dos zonas, asociado a que el *Doble Jet - Doble Flujo* no se despega de su superficie de impacto como en los casos anteriores y deja en evidencia la efectividad de la cortina de aire como dispositivo de confinamiento.

Por último, en las Figuras 4.23 y 4.27 (campos de temperatura casos Vb y VIb) se observa que hay mayores fugas de calor que para los casos V y VI, tanto por transporte en la zona de impacto, como debido a vórtices de tipo Kelvin-Helmholtz. Lo primero está asociado a bocanadas de aire caliente, atraviesan la cortina con mayor facilidad en el caso de que ésta esté inclinada en contra de la fuente; y lo segundo está asociado a que como el jet de baja velocidad es el que está en contacto directo con la zona confinada, por este lado el *Doble Jet - Doble Flujo* es más “penetrable”, lo que hace que sea más fácil el paso de calor hacia el flujo de éste y posteriormente a través de él, mediante los vórtices de Kelvin-Helmholtz. Por el contrario, en las Figuras 4.21 y 4.25 (campos de temperatura casos V y VI) se observan menor cantidad de éstas estructuras por el lado la zona confinada, por lo que a priori se podría inferir cualitativamente que estos dos últimos casos confinan más.

4.2.2 Perfiles de Velocidad (Componente U)

A continuación se muestran los perfiles de velocidad para los distintos casos estudiados. Notar que los gráficos se normalizan en el eje de las ordenadas por la velocidad característica del *Doble Jet - Doble Flujo* (correspondiente a la velocidad de salida del jet más rápido) y en el eje de las abscisas por $2e$ (ancho de las boquillas).

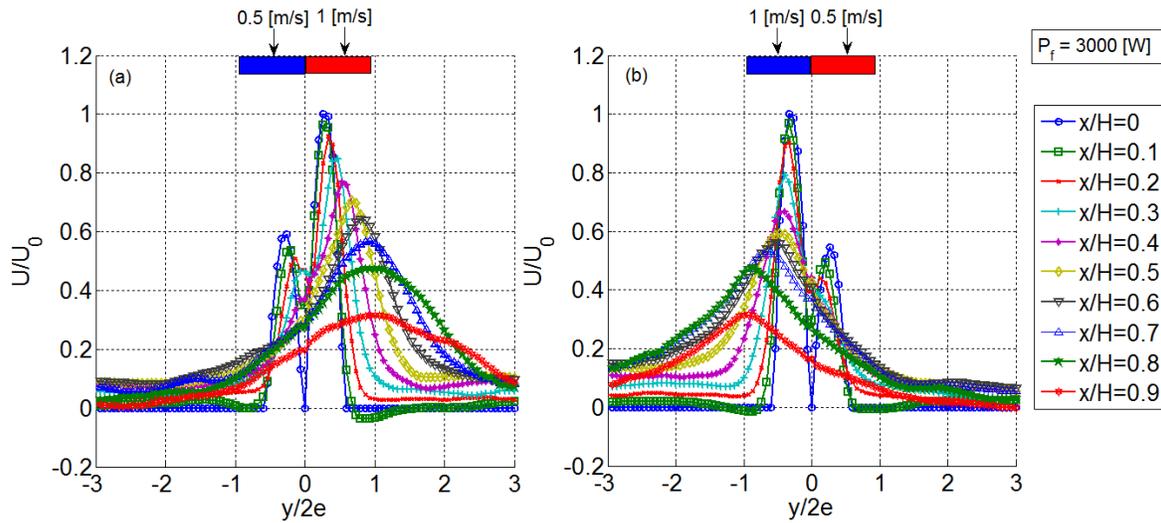


Figura 4.28: Perfiles de Velocidad U . a) Caso III b) Caso IIIb

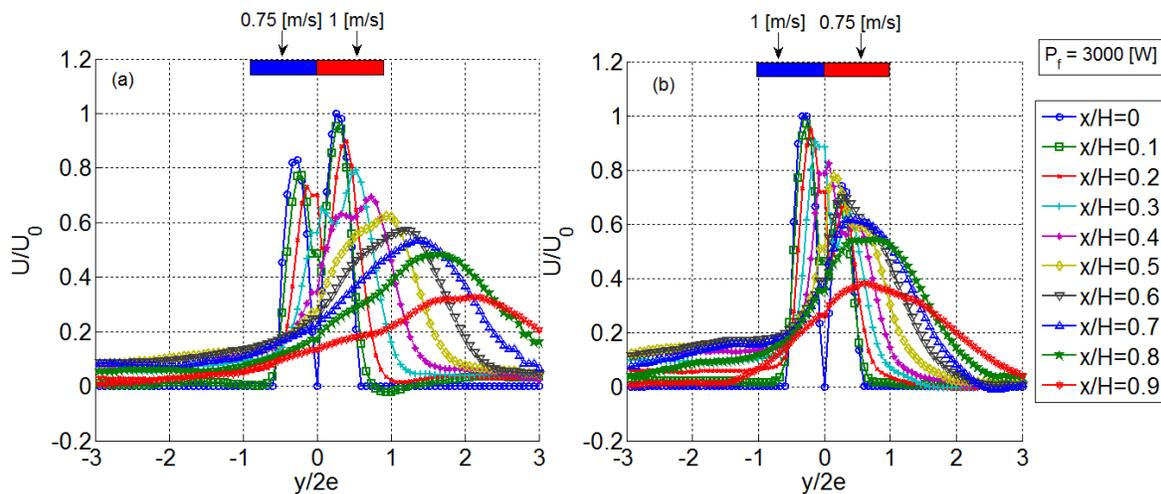


Figura 4.29: Perfiles de Velocidad U . a) Caso IV b) Caso IVb

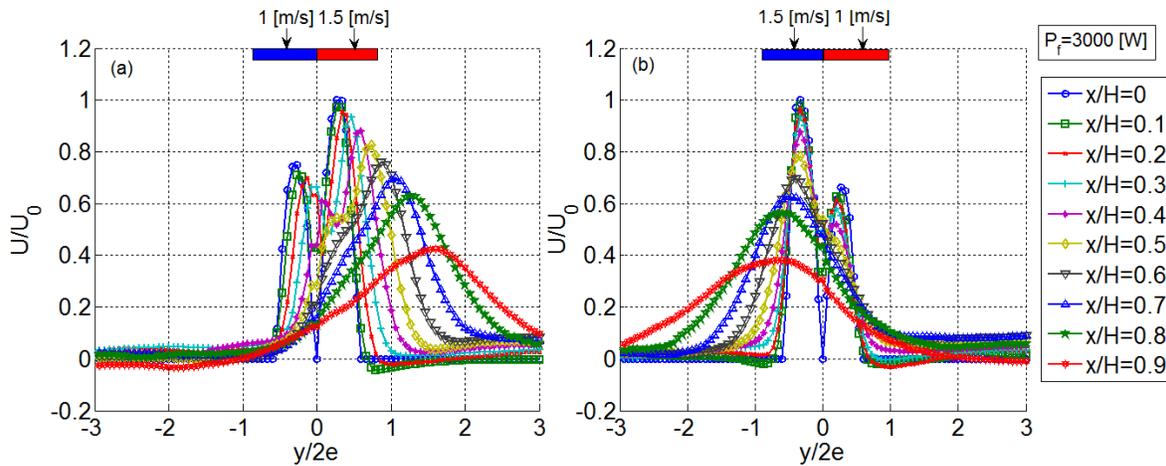


Figura 4.30: Perfiles de Velocidad U . a) Caso V b) Caso Vb

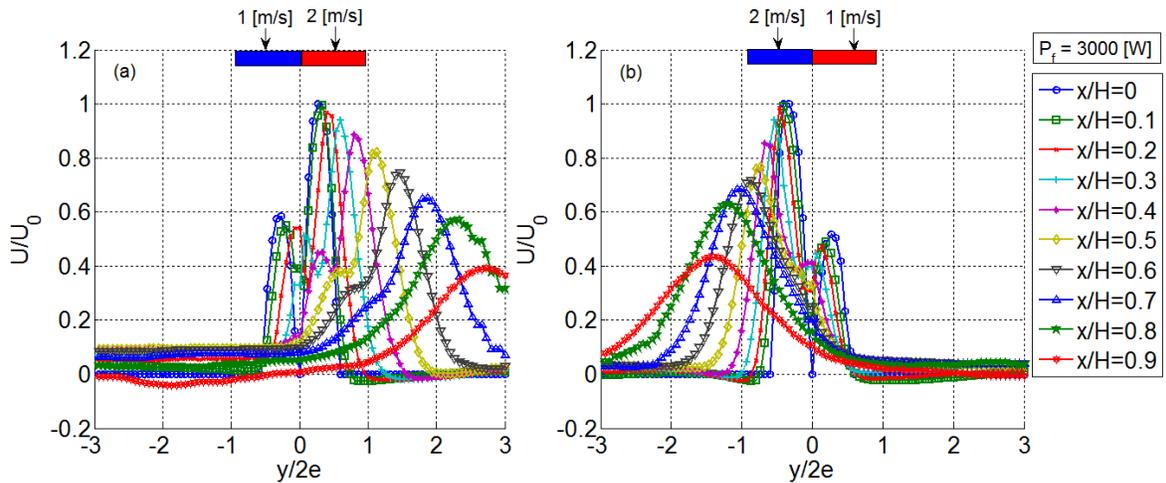


Figura 4.31: Perfiles de Velocidad U . a) Caso VI b) Caso VIb

Las Figuras 4.28 a 4.31 muestran que la forma de los perfiles esta en concordancia con trabajos numéricos y experimentales reportados anteriormente. Con respecto a la inclinación del *Doble jet-Doble Flujo* se puede observar que éste se desvía hacia el lado del jet de mayor velocidad, concordando con los trabajos numéricos en LES de Crisóstomo [9], Rivera [7] y Lecaros [8]. Como se mencionó anteriormente, la única excepción a esto es el caso IVb, que aunque la velocidad del jet frío es un poco más rápida, la cortina se inclina hacia el lado caliente. Lo anterior se debe a que en este caso, la diferencia en las velocidades de los jets es mínima y la cortina se comporta como si fuese un *Doble Jet - Doble Flujo* simétrico, que según lo reportado por Lecaros [8], en el caso de una cortina con velocidades casi iguales (con el jet frío levemente más rápido), sus resultados numéricos indican que ésta se inclinará hacia el lado confinado, evidenciando así la posibilidad de que para velocidades bajas (específicamente alrededor de $Re=845$), el factor cinemático no sea relevante y que por lo tanto la cortina sea muy susceptible a

las condiciones de borde. Lo anterior tiene relación con lo reportado por Koched [14], el cual concluye en su trabajo experimental con un jet simple, que la inclinación del jet es muy sensible a las condiciones de borde que puedan existir en el momento de la experimentación.

4.2.3 Perfiles de Temperatura

De las Figuras 4.32 y 4.33 se puede observar que para los casos III, IIIb, IV y IVb existe un gradiente de temperatura muy pequeño entre la zona protegida y la zona confinada ($\Delta T = 20[^\circ\text{C}]$ aprox. para los dos primeros y $\Delta T = 30[^\circ\text{C}]$ para los dos segundos) lo que respalda el hecho de que en estos cuatro primeros casos el *Doble Jet - Doble Flujo* casi no cumple su rol confinador, ya que la cortina se despega de la zona de impacto, dejando pasar una gran cantidad de calor hacia el lado protegido. Cabe destacar que en todos los casos el nivel $x/H = 0$ se despega del resto, lo que refleja el hecho de que la simulación contempla un modelo radiativo y con paredes no adiabáticas, y que tiene como consecuencia que el aire cercano a las paredes se caliente.

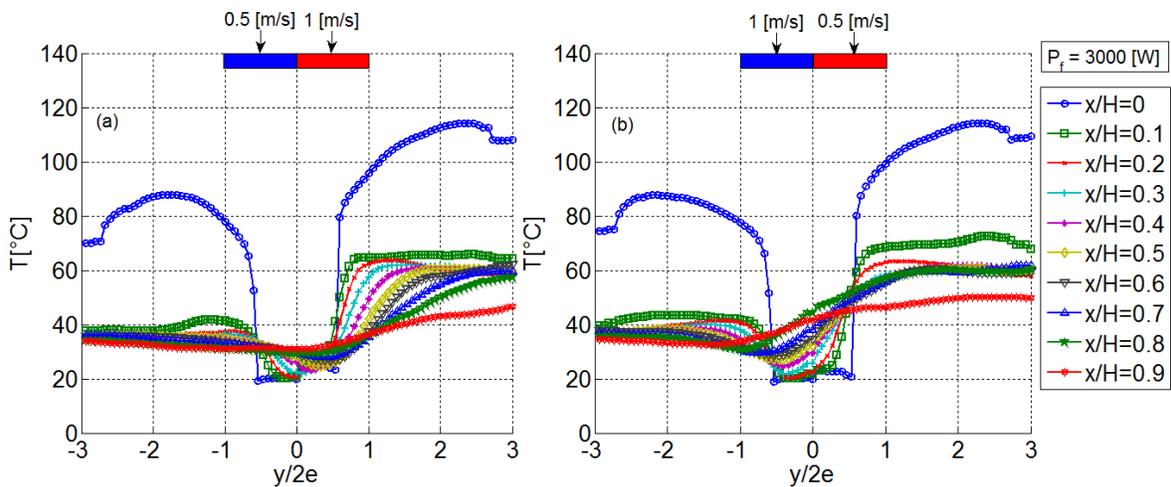


Figura 4.32: Perfiles de temperatura. a) Caso III b) Caso IIIb

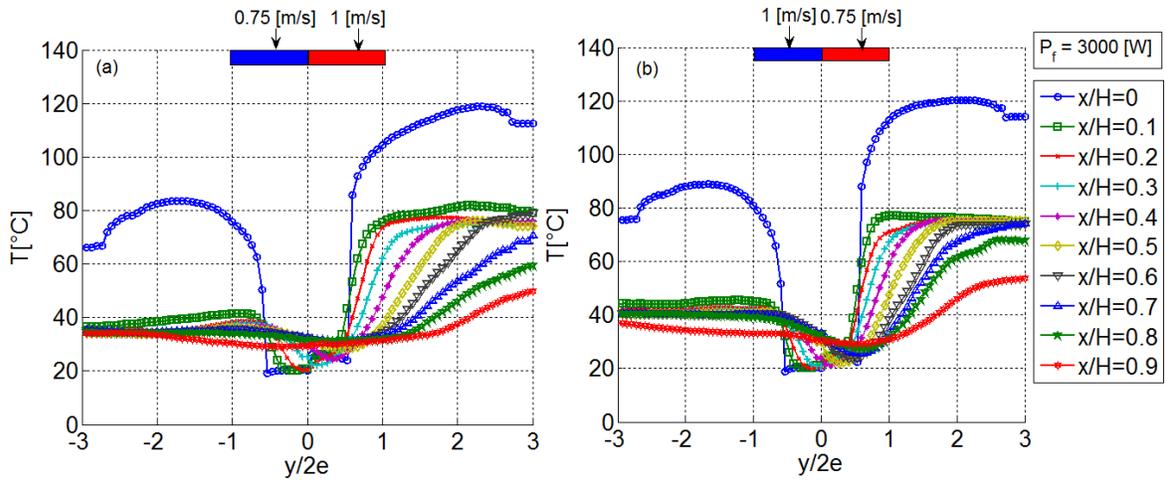


Figura 4.33: Perfiles de temperatura. a) Caso IV b) Caso IVb

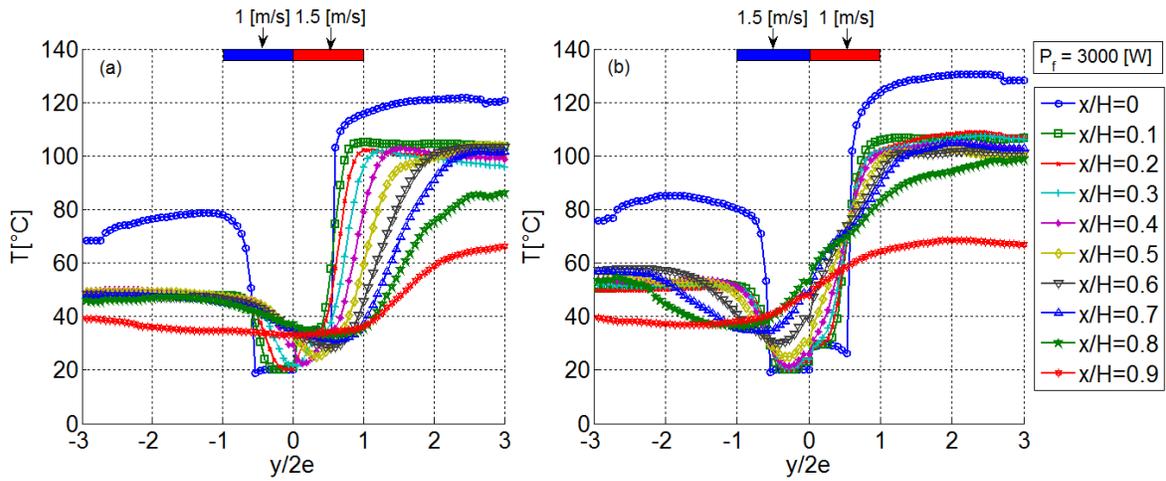


Figura 4.34 : Perfiles de temperatura. a) Caso V b) Caso Vb

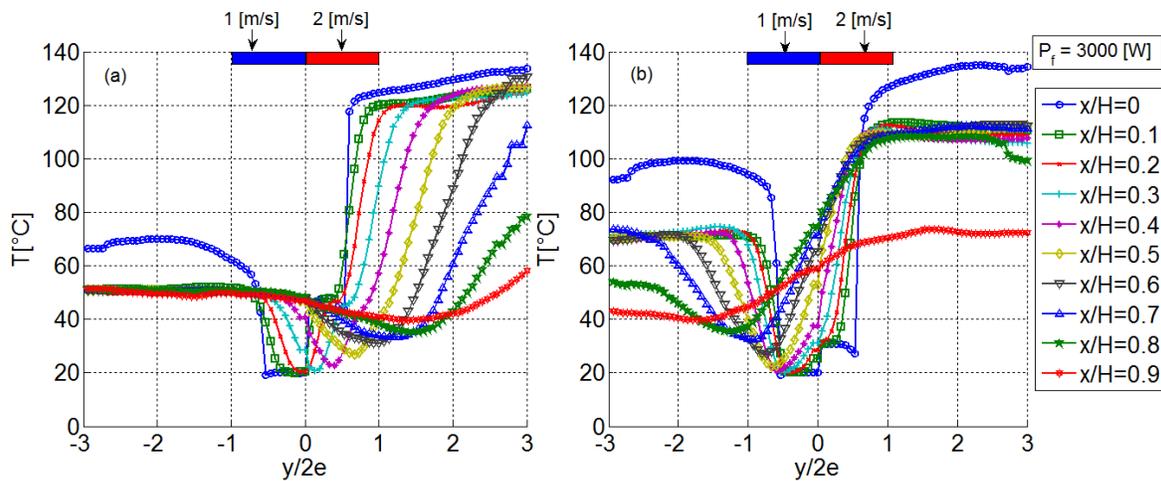


Figura 4.35: Perfiles de temperatura. a) Caso VI b) Caso VIb

Para los cuatro casos restantes (casos V, Vb, VI y VIb) el gradiente de temperatura aumenta considerablemente con respecto a los casos III, IIIb, IV y IVb, y se comprueba la efectividad del *Doble Jet - Doble Flujo* como dispositivo de confinamiento con la condición de velocidades bajas, teniendo en cuenta configuraciones de velocidades que estén sobre el número de Reynolds límite ($Re_{DJ-DF} = 845$) descrito en la Sección 4.2.

Se puede apreciar en el caso VI, que entre $x/H=0$ a $x/H=0.7$ los perfiles se encuentran acoplados en la zona confinada, a diferencia de los niveles $x/H=0.8$ y $x/H=0.9$, lo que indica que el mecanismo de transporte predominante es advectivo por las zonas de impacto en donde se producen fugas. Para los casos V, Vb y VIb los perfiles en la zona confinada se encuentran acoplados, exceptuando por el nivel $x/H=0.9$, sin embargo, la diferencia entre las temperaturas de meseta de cada perfil es menor para los casos Vb y VIb en comparación con el caso V, lo que podría indicar que para estos casos hay mayores fugas de calor por transporte turbulento en niveles correspondientes a la zona desarrollada del *Doble Jet - Doble Flujo*.

Los resultados anteriores parecen indicar que para bajos números de Reynolds ($Re_{DJ-DF} = 1136$, para los casos V, Vb, VI y VIb) es preferible que el jet caliente, el cual está en contacto directo con la zona confinada, sea más rápido que el jet frío. En el caso contrario, es decir, cuando el jet frío (en contacto directo con la zona protegida) es más rápido, ya en el nivel $x/H=0.7$ aproximadamente, la velocidad del jet caliente es muy baja, haciendo que la cortina no sea capaz de separar eficientemente los dos ambientes y en consecuencia permitiendo que el aire caliente penetre con mayor facilidad al flujo de la cortina, haciéndola “permeable”. Distinto es cuando Re_{DJ-DF} es mayor ($Re_{DJ-DF} = 4400$ aprox.), ya que según lo reportado por Crisóstomo [9] y Castro J., para estos números de Reynolds, la configuración que presenta un mejor confinamiento es la correspondiente a una mayor velocidad en el jet frío, porque el *entrainment* de aire caliente pasa a ser un factor relevante cuando las velocidades del jet caliente son altas.

Por último, es importante mencionar que debido a que los casos V, Vb, VI y VIb cumplen la función de confinamiento requerida, los análisis posteriores se realizarán solo a éstos cuatro casos.

4.2.4 Velocidad (componente V)

Los perfiles de velocidad V , al igual que los perfiles de la componente U , se muestran normalizados por la velocidad característica del *Doble jet-Doble Flujo*.

Las Figuras 4.36 y 4.37 muestran claramente la inclinación del *Doble jet-Doble flujo* en cada uno de los casos, reflejado en la posición de los máximos de las curvas. Por otro lado, se observa en los cuatro casos que la velocidad V en los niveles superiores es casi nula y va aumentando a medida que se acerca la zona de impacto, donde se producen los máximos más grandes debido al jet de pared que se forma en esta zona. Además, en los niveles superiores, es decir, los niveles cercanos a la boquilla, esta componente es casi nula, lo que refleja el hecho de que en estos niveles no hay transporte transversal de masa a través de la cortina.

Adicionalmente, en la zona confinada, los perfiles de velocidad V terminan siempre con valores negativos en el valor de $y/2e = 3$ de la componente horizontal, principalmente para los niveles cercanos a la zona de impacto. Es decir, en todos los casos existe un flujo de aire en la dirección $-y$, luego, si se compara el caso V y Vb, se puede observar que estos valores son más negativos para el caso Vb. Algo similar ocurre cuando se compara los casos VI y VIb.

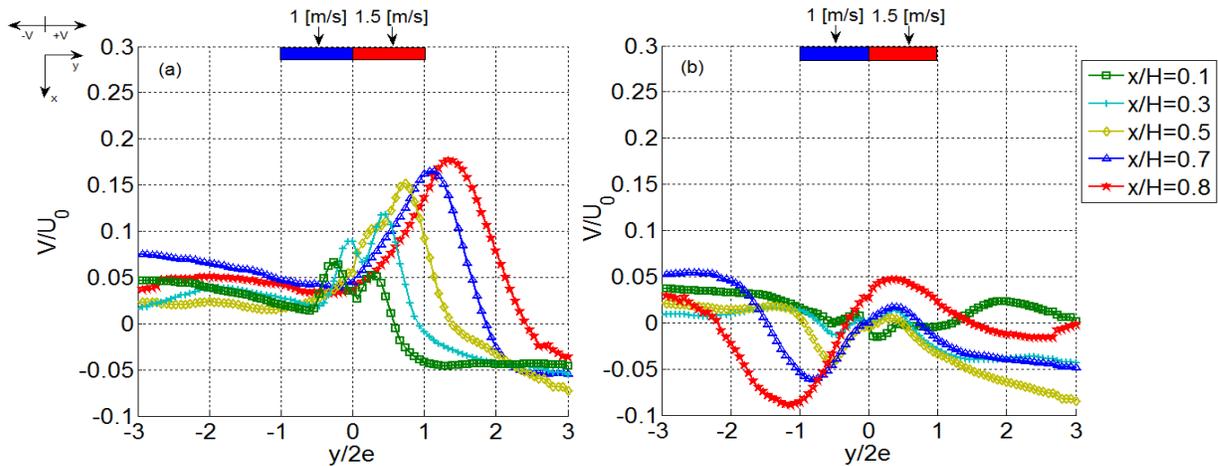


Figura 4.36: Perfiles de velocidad V. a) Caso V b) Caso Vb

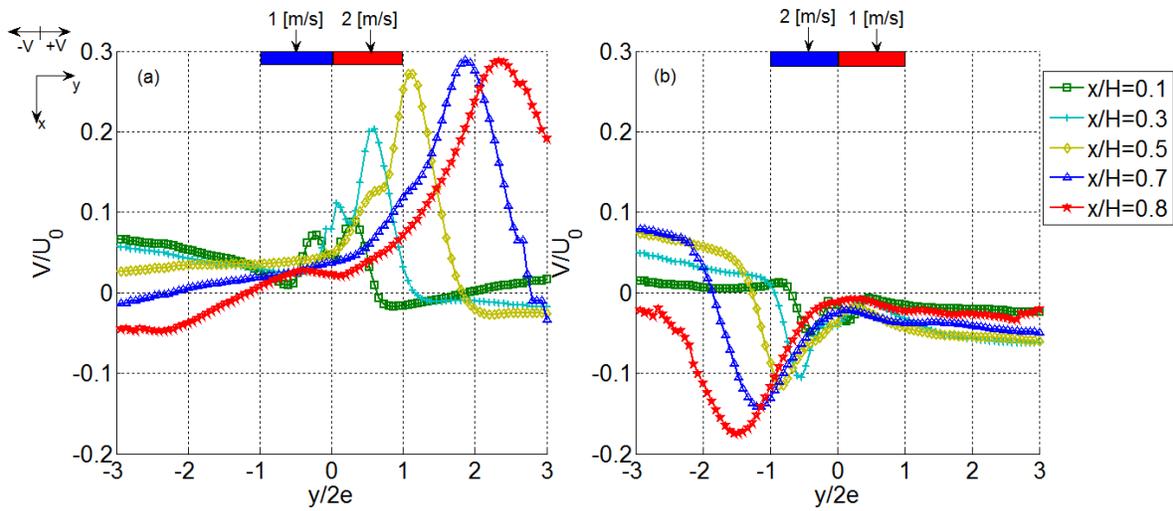


Figura 4.37: Perfiles de velocidad V . a) Caso VI b) Caso VIb

4.2.5 Similitud

4.2.5.1 Velocidad U :

En las Figuras 4.38 y 4.39 se muestra la expansión del *Doble jet-Doble Flujo*, que corresponde al “ancho” de la cortina para los distintos casos. Los gráficos se muestran normalizados en el eje de las ordenadas por el ancho de las boquillas quedando $b(x)/2e$, mientras que el eje de las abscisas muestra los distintos niveles x/H desde la boquilla hasta la zona de impacto en orden creciente.

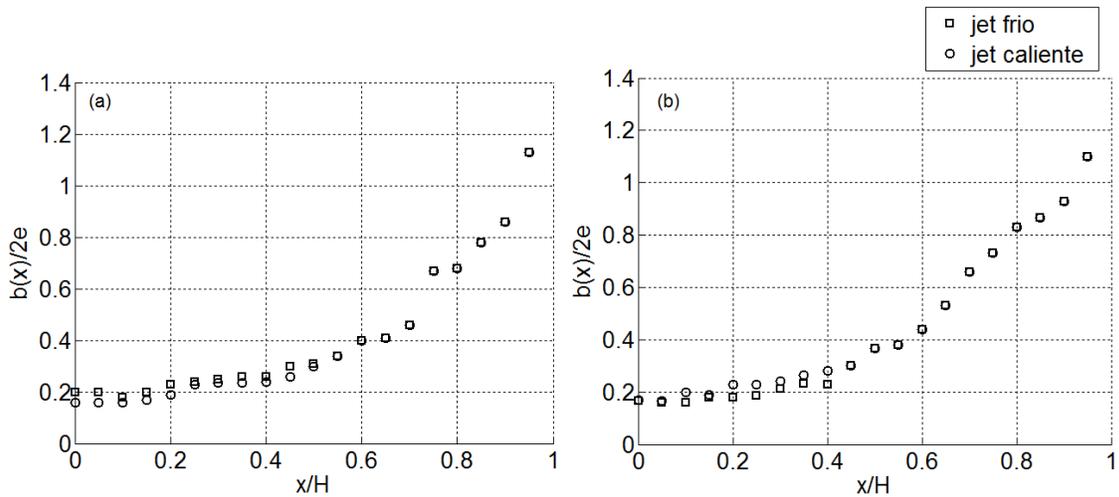


Figura 4.38: Expansión del Doble Jet - Doble Flujo. a) Caso V ($U_{0c}=1.5$, $U_{0f}=1$)
b) Caso Vb ($U_{0c}=1.5$, $U_{0f}=1$)

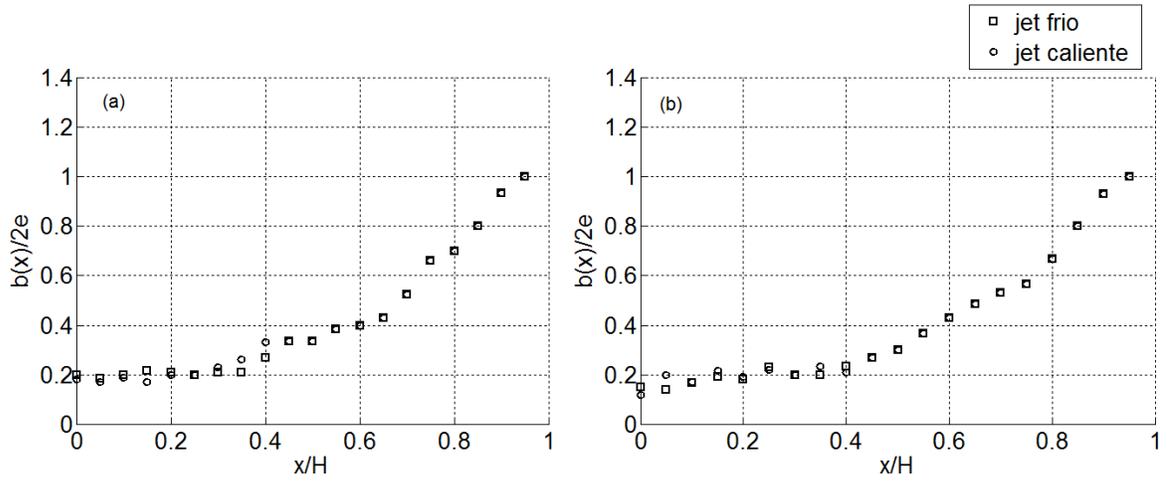


Figura 4.39: Expansión del Doble Jet - Doble Flujo. a) Caso VI ($U_{0c}=2, U_{0f}=1$)
b) Caso VIb ($U_{0c}=1, U_{0f}=2$)

Cabe destacar que la expansión de los jets caliente y frío que componen la cortina se grafican en forma separada mientras se pueda distinguir el máximo de cada uno en los perfiles de velocidad y en consecuencia el semi-ancho $b(x)$ de cada jet. Luego existe un acoplamiento de los dos jets, correspondiente a la zona de combinación, en donde ya no es posible identificar claramente dos máximos en el perfil de velocidad, y por lo tanto se grafica un solo valor del semi-ancho.

Por otro lado, los gráficos se ajustan bien a los obtenidos numéricamente por Beaubert [17] y Crisóstomo [9], en donde se observa que hasta el nivel $x/H=0.35\sim 0.4$ las curvas tienen pendiente muy pequeña y luego un crecimiento que se puede ajustar a una recta con pendiente positiva, lo que significa que la expansión del *Doble Jet - Doble Flujo* comienza aproximadamente en ese nivel. Cabe destacar que lo anterior concuerda con los resultados experimentales reportados por Koched [14] para un jet simple de $Re=1000$.

Además, se puede observar que para los cuatro casos que los jets se acoplan aproximadamente entre el nivel $x/H=0.45$ y $x/H=0.55$. Este resultado concuerda con los resultados numéricos con *FDS* obtenidos por Crisóstomo [9] (quién trabajó con velocidades en los jets muchos mayores que en este estudio) y experimentalmente por Fujisawa et al. [18] (quién trabajo con velocidades mucho menores). Ahora bien, lo anterior hace pensar que el punto de convergencia de los perfiles de velocidad del *Doble Jet - Doble Flujo* en un solo perfil, depende principalmente de la relación entre la velocidad de los jets de la cortina, con lo cual según lo reportado por Fujisawa et al. [18] para una relación de $V_{0c}/V_{0f}=0.5$ (notar que $V_{0c}/V_{0f}=0.6$ para los casos V y Vb, y $V_{0c}/V_{0f}=0.5$ para los casos VI y VIb), el punto de unión se producirá aproximadamente en el nivel $x/H=0.5$.

A continuación se muestran los perfiles de velocidad U normalizados (Figuras 4.40 y 4.41), con el fin de determinar los niveles x/H en que el *Doble jet-Doble flujo* presenta similitud. La velocidad U se muestra normalizada por la velocidad máxima de cada perfil $U_0(x)$, y debido a que los perfiles muestran una desviación apreciable, la componente horizontal se muestra como $(y-y_{ct})/b(x)$, con el fin de centrar cada perfil.

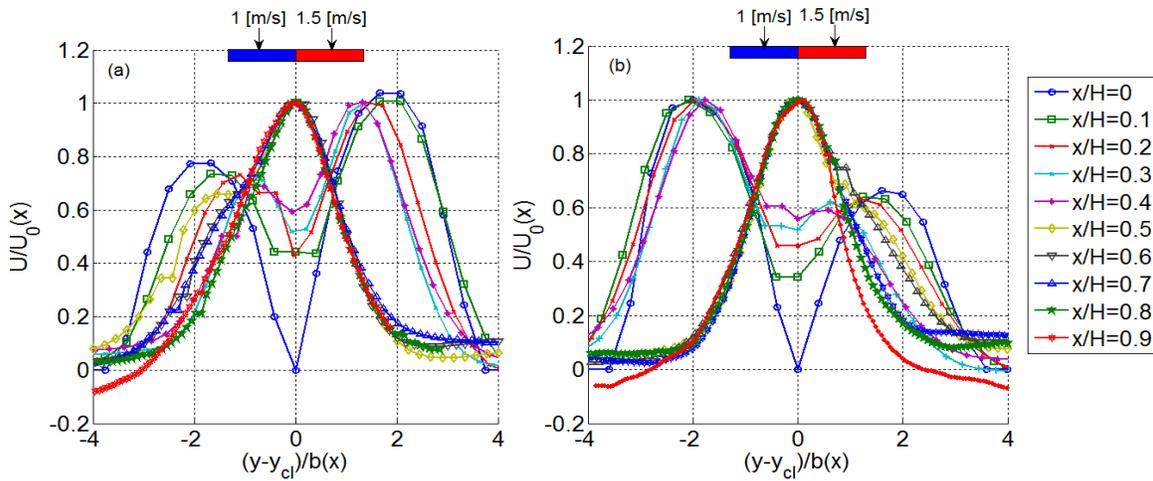


Figura 4.40: Perfiles de velocidad U normalizados. a) Caso V b) Caso Vb

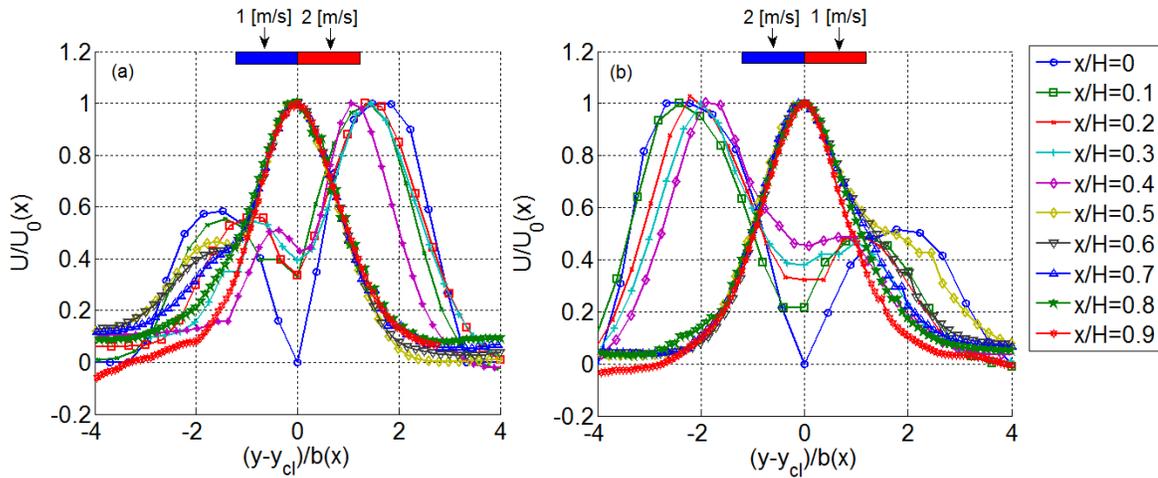


Figura 4.41: Perfiles de velocidad U normalizados. a) Caso VI b) Caso VIb

En las Figuras 4.40 y 4.41 se puede observar que la existencia de similitud propuesta por Rajaratman [15] se da en todos los casos de estudio, aunque no en todos los niveles x/H . En este sentido, en el momento en que los perfiles de los jets del *Doble Jet - Doble Flujo* se unen (como ya se mencionó, aproximadamente en el nivel $x/H=0.5$) se aprecia una similitud mucho más marcada que en la zona de cono potencial. Así, para todos los casos, los perfiles correspondientes a los niveles cercanos a la boquilla (en especial los dos primeros niveles) si bien exhiben cierta similitud, esta no es tan marcada como en los niveles agua abajo (zona de desarrollada y zona de impacto).

4.2.5.2 Temperatura

A continuación se muestran los perfiles de temperatura normalizados, con el fin de determinar si la temperatura, al igual que la velocidad, presenta similitud. Las siguientes figuras presentan en el eje de las ordenadas la variable adimensional $\Theta(x) = [T(x) - T_f(x)] / [T_c(x) - T_f(x)]$ en donde T es la temperatura de cada punto, $T_f(x)$ es la temperatura de meseta o estabilización en la zona protegida y $T_c(x)$ en la zona confinada; notar que estas dos últimas dependen de cada nivel x/H . Por otro lado, en el eje de las abscisas se construye la variable $(y - y_{clT}) / d(x)$ en donde y_{clT} representa la distancia desde el punto mínimo de temperatura de cada perfil al origen ($y=0$)⁹ y $d(x)$ la distancia entre los puntos en donde comienza la estabilización de la temperatura en la zona protegida y confinada.

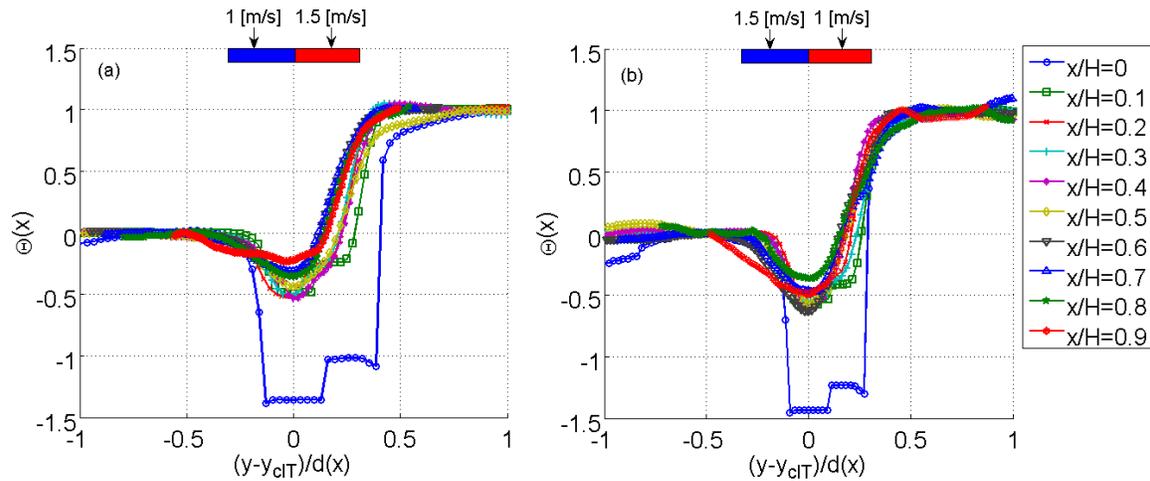


Figura 4.42: Perfiles de Temperatura normalizados. a) Caso V b) Caso Vb

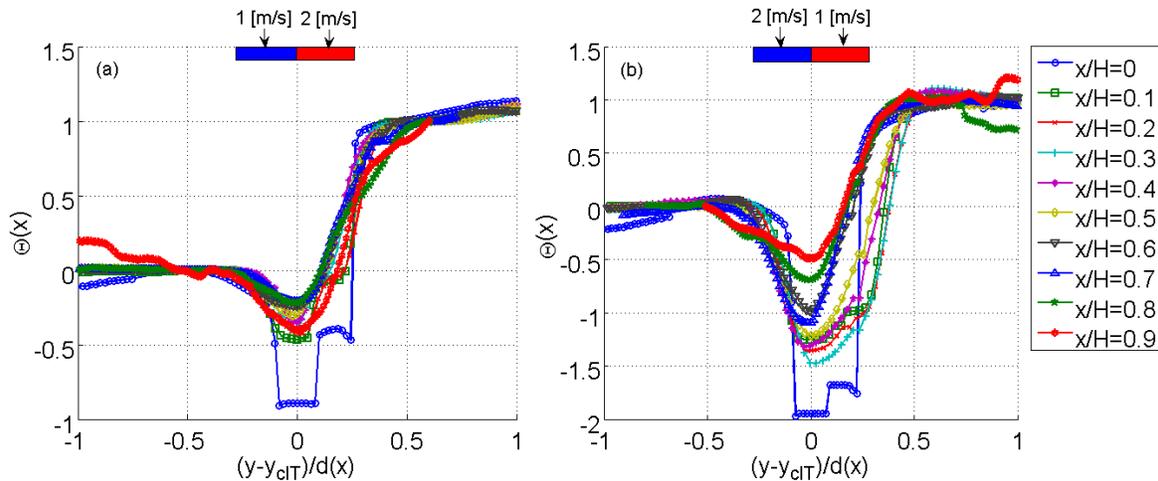


Figura 4.43: Perfiles de Temperatura normalizados. a) Caso VI b) Caso VIb

⁹ No confundir con el parámetro y_{cl} , el cual corresponde a la desviación de los perfiles de velocidad del *Doble Jet - Doble Flujo*, entendiendo la capa limite dinámica y térmica no coinciden necesariamente.

En las Figuras 4.42 y 4.43 se puede observar que existe una similitud apreciable entre los perfiles de temperatura en los extremos de cada nivel x/H , denotando que en estas zonas la temperatura está bien definida. Ahora bien, en la zona central hay una evolución notoria en los perfiles, la cual responde al desarrollo del régimen térmico de la cortina. Así, el régimen térmico que prevalece en los niveles x/H correspondientes a la zona de cono potencial va cambiando aguas abajo, en una zona que se podría llamar de transición, para que luego en los niveles inferiores se establezca un nuevo régimen térmico, de ahí la similitud en los niveles inferiores. Lo anterior parece indicar que cuando el régimen térmico se torna más uniforme a lo largo de los niveles x/H , las fluctuaciones de temperatura en el flujo de la cortina son menores, lo que conlleva a una mejor aislación entre la zona protegida y la zona confinada. A modo de comparación, el caso que presenta menos similitud en la parte central es el VIb, seguido por el caso Vb, lo que indica que para estos casos no se alcanza a establecer un régimen térmico determinado en la cortina, presentando grandes fluctuaciones de temperatura en su flujo.

Cabe destacar, que estas variables adimensionales dejan en evidencia que la capa límite térmica es distinta a la dinámica, primero por el hecho de que el y_{clT} (desviación referida a la temperatura) sea distinto al y_{cl} (desviación referida a la velocidad) definido en la Sección anterior; y segundo por la utilización de la variable $d(x)$, análoga a $b(x)$ para el caso de la velocidad.

Finalmente, se puede apreciar que para todos los casos en estudio, el nivel $x/H = 0$ no es similar a los demás, ya que éste representa específicamente la temperatura a la salida de cada jet de la cortina.

4.2.6 Transporte turbulento de cantidad de movimiento

4.2.6.1 Intensidad de turbulencia (velocidad U)

Como se mencionó en la Sección 2.2.1, el término $\rho \langle u_i' u_j' \rangle$ correspondiente al tensor de esfuerzos de Reynolds para flujo turbulento, sirve para representar el transporte medio de cantidad de movimiento debido a fluctuaciones turbulentas. Por lo tanto, se estudiarán específicamente las siguientes componentes del tensor: $\langle u'u' \rangle$, $\langle v'v' \rangle$ y $\langle u'v' \rangle$. Los dos primeros, como ya se ha dicho, representan esfuerzos normales en las direcciones x e y , respectivamente; y serán tratados en este estudio como intensidad de turbulencia referida a las cantidades porcentuales del valor RMS de la componente fluctuante en relación a la velocidad característica. Por otro lado, la tercera componente representa un esfuerzo de corte en el plano x - y y servirá para cuantificar, entre otros, la posición de las capas de mezcla del *Doble Jet - Doble Flujo* con el ambiente.

Las Figuras 4.44 y 4.45 muestran la intensidad de turbulencia referida a la componente U de la velocidad. Al estudiar estos perfiles, lo primero que se puede destacar es que el orden de magnitud mostrado en los gráficos concuerda con los trabajos numéricos reportados por Crisóstomo [9], Beaubert [17] y Demarco [6] y con los trabajos experimentales reportados por Fujisawa et al. [18] y Koched [14]. Ahora bien, los trabajos anteriores, tanto experimentales

como numéricos, sugieren que la intensidad de turbulencia debe ir aumentando a medida que se acerca la zona de impacto, lo que se puede apreciar claramente en todos los gráficos, esto se da principalmente por la evolución que tienen las estructuras turbulentas como los vórtices de Kelvin-Helmholtz, las cuales se empiezan a formar en la zona de transición, para luego ir evolucionando y estar completamente desarrolladas aguas abajo, como se mostrara posteriormente en la Sección 4.2.9.1.

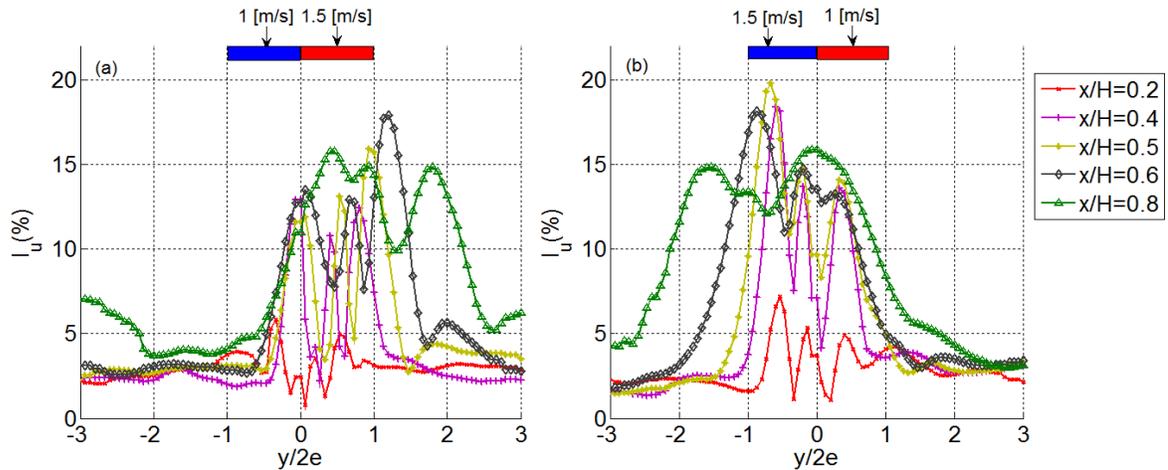


Figura 4.44: Intensidad de turbulencia de velocidad U. a) Caso V b) Caso Vb

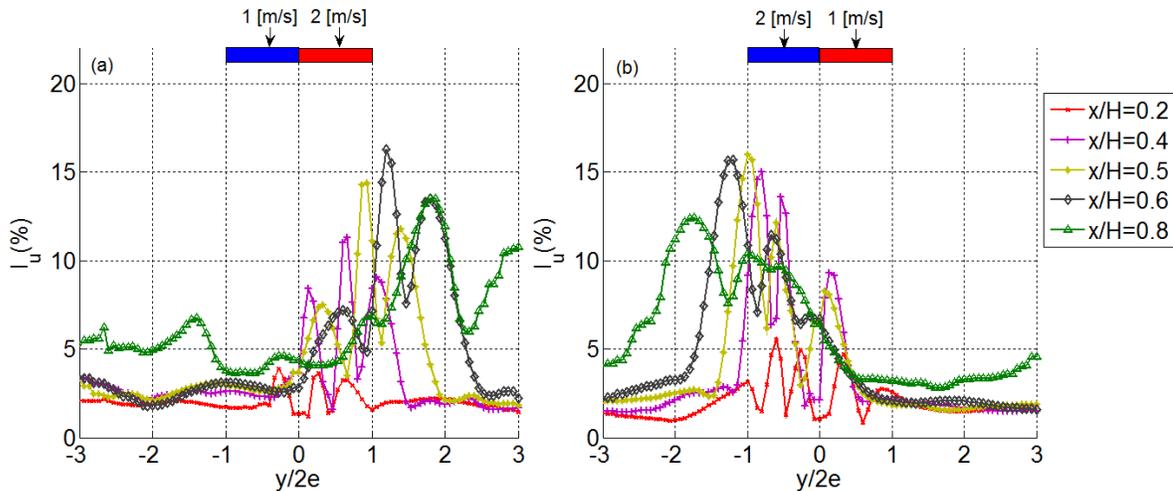


Figura 4.45: Intensidad de turbulencia de velocidad U. a) Caso VI b) Caso VIb

Con respecto a la forma de los perfiles, se puede ver que para los niveles superiores, cercanos a la boquilla, existen dos máximos laterales bien definidos correspondientes a la interacción de los jets con el medio que circunda la cortina (capas de mezcla) y un máximo central que representa la interacción entre los dos jets. Luego, cuando los jets de la cortina están completamente acoplados, la forma cambia, y los perfiles muestran solamente dos máximos, similar a la forma de los perfiles de intensidad de turbulencia en un jet simple. Por último, en el nivel $x/H=0.9$ la intensidad de turbulencia en cierto sentido se aplanan sin mostrar máximos bien definidos, esto concuerda con el hecho de que en la zona de impacto se hace más importante la componente V de la velocidad.

Cabe destacar que según lo reportado por Koched [14], la distancia de separación entre los dos jets debiese promover la aparición de vórtices del tipo Von-Kármán e incluso como lo reporta Fujisawa et al. [18] si la separación es muy grande se formará una zona de recirculación. En este contexto, la Figura 4.46 muestra la intensidad de turbulencia en el nivel $x/H=0.05$ para todos los casos, donde se identifican cuatro máximos, de los cuales uno podría corresponder como ya se dijo a la interacción de los dos jets de la cortina y el otro a la formación de éste tipo de estructuras.

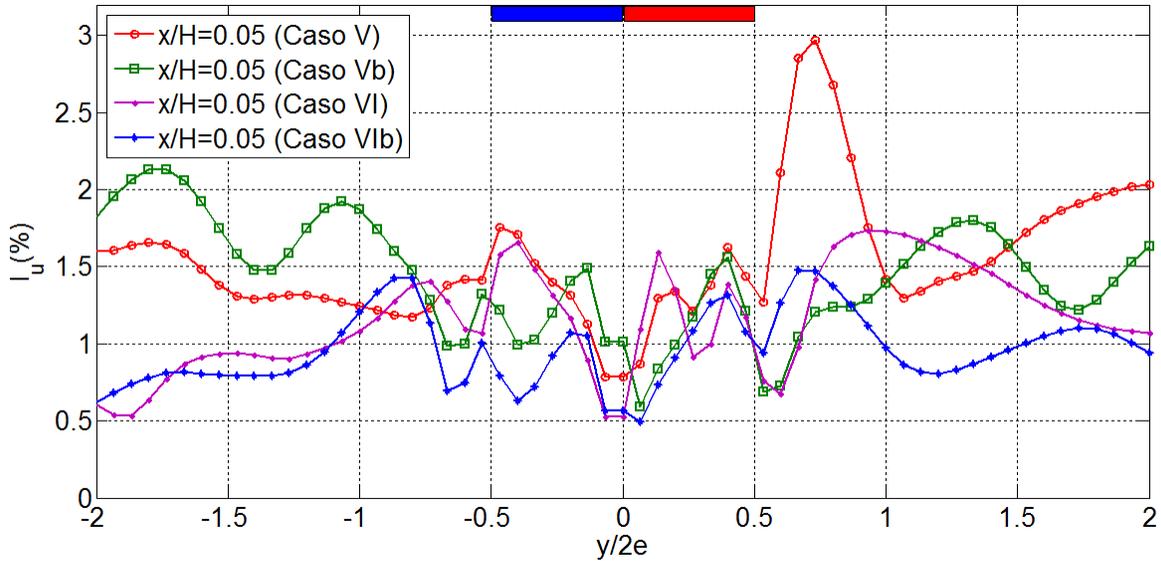


Figura 4.46: Comparación de intensidad de turbulencia I_u nivel $x/H = 0.05$

4.2.6.2 Esfuerzos de Reynolds

Las Figuras 4.47 y 4.48 muestran la componente $\langle u'v' \rangle$ del tensor de esfuerzos de Reynolds. Como se mencionó anteriormente esta componente se representará normalizada por el cuadrado de la velocidad característica del *Doble Jet - Doble Flujo*.

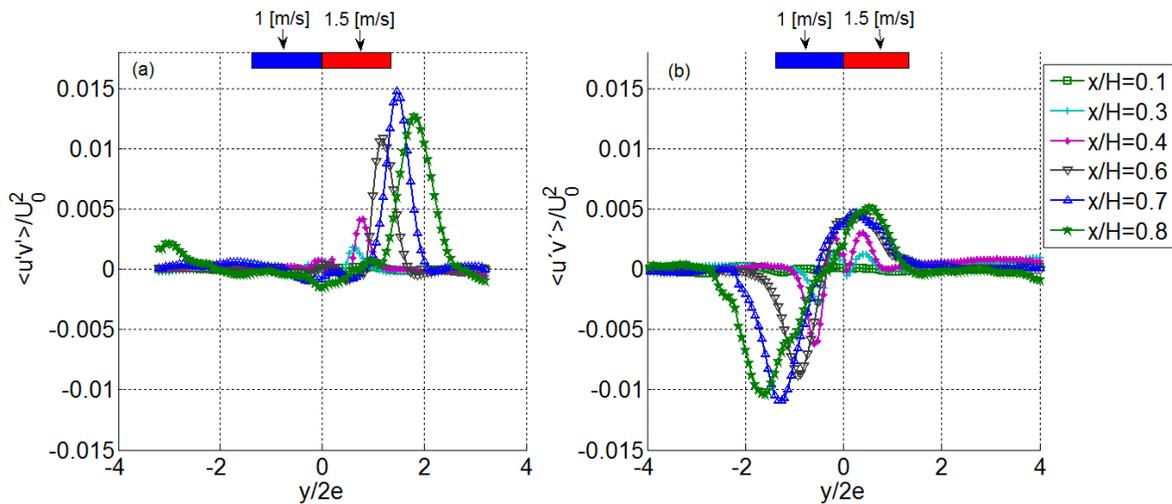


Figura 4.47: Esfuerzos de Reynolds, componente $\langle u'v' \rangle$. a) Caso V b) Caso Vb

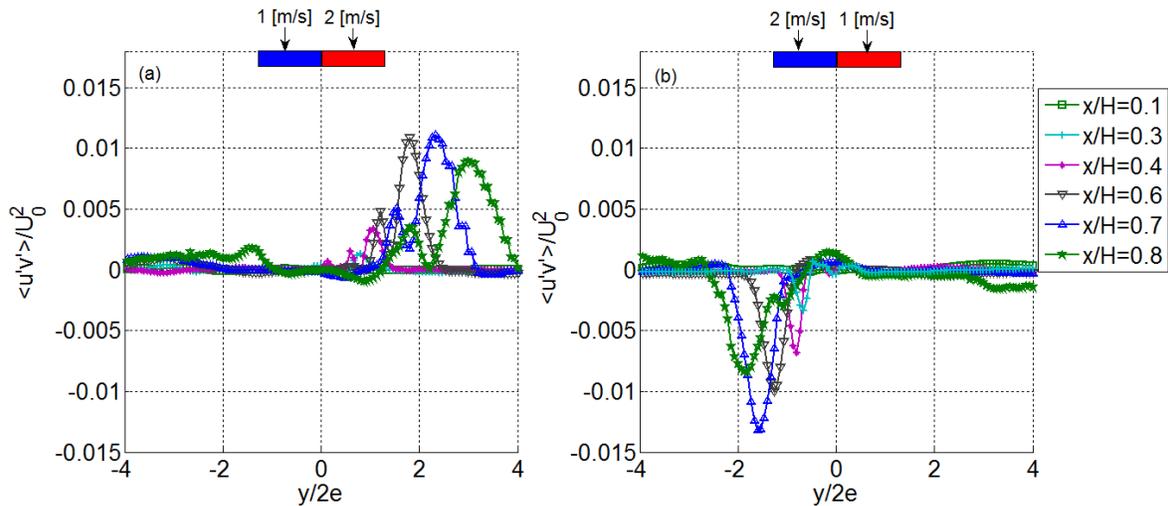


Figura 4.48: Esfuerzos de Reynolds, componente $\langle u'v' \rangle$. a) Caso VI b) Caso VIb

En los cuatro casos de estudio, el orden de magnitud y la forma de los perfiles concuerda con lo reportado numéricamente por Demarco [6] y experimentalmente por Fujisawa et al. [18], quien utiliza una relación de $V_{0c}/V_{0f}=0.5$ entre las velocidades de los jets, los cual se asemeja mucho a los casos en estudio. Ahora bien, según lo que reporta Koched [14] para un jet simple, existen dos máximos en los perfiles, uno negativo y otro positivo, el primero asociado a la capa de mezcla del lado izquierdo (de signo negativo ya que el esfuerzo de corte induce a la formación de estructuras tipo Kelvin-Helmholtz en sentido horario) y el segundo asociado a la capa de mezcla del lado derecho (de signo positivo ya que el esfuerzo de corte induce a la formación de vórtices del tipo Kelvin-Helmholtz en sentido anti-horario) y además, cumpliendo cierta simetría. Si bien esta forma se cumple de cierta manera para los casos en estudio, se reconocen ciertas diferencias: la primera asociada a la asimetría existente propia de la inclinación de la cortina y la segunda, apreciable de manera notoria, es que el valor de los máximos negativos y positivos no concuerda, siendo mucho mayores los correspondientes a la capa de mezcla del jet más rápido. En este

sentido, para los casos V y VI los mayores peaks tienen signo positivo, mientras que para los casos Vb y VIb estos tienen signo negativo.

Se observa también en la Figura 4.47, que para los casos V y Vb la forma de los perfiles es más parecida a la de un jet simple, debido a que la relación entre las velocidades de los jets de la cortina es menor.

Por último, los perfiles de los casos V, Vb y VI (figuras 4.47 y 4.48, respectivamente) presentan desde los niveles $x/H=0$ a 0.4 un tercer peak asociado a el esfuerzo de corte producido por la interacción de los flujos de los jets, cosa que no presenta el caso VIb en el cual se observa este pick central solo hasta aproximadamente el nivel $x/H= 0.2$, por lo que se puede inferir que la unión de los jets en este caso se produce más tempranamente que en el resto, promoviendo el intercambio térmico entre los dos jets y por lo tanto la fuga de calor a través de la cortina, esto concuerda con que el caso VIb sea el que presenta el peor confinamiento de los cuatro casos analizados.

Ahora bien, después de haber hecho un análisis a las componentes $\langle u'u' \rangle$ y $\langle u'v' \rangle$, se pueden comparar la posición los máximos en las curvas respectivas, con el fin de determinar si éstos coinciden, o bien, si los de la componente $\langle u'u' \rangle$ están asociados a los vórtices del tipo Kelvin-Helmholtz formados debido al esfuerzo de corte. Las figuras 4.49 a 4.52, muestran la posición de los máximos a cada lado del *Doble Jet - Doble Flujo* correspondientes a las capas de mezcla en comparación con los máximos de intensidad de turbulencia.

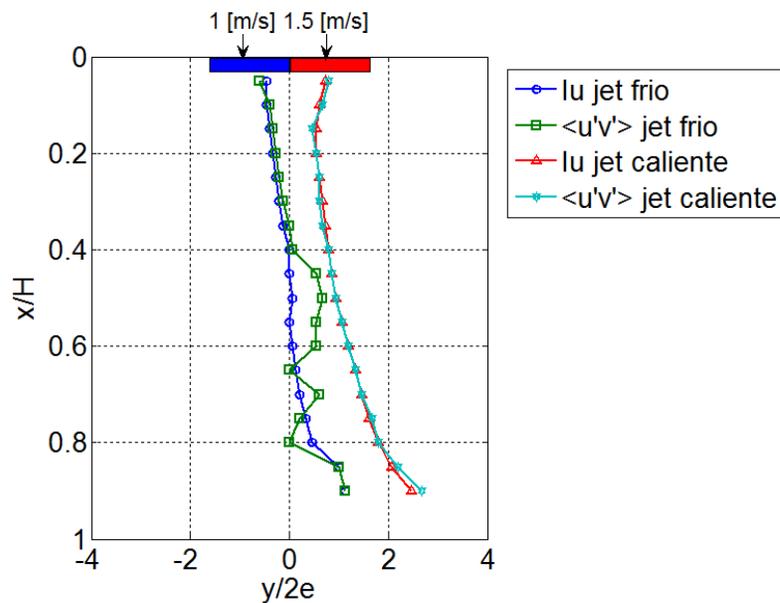


Figura 4.49: Comparación de la posición de los máximos en las curvas $\langle u'u' \rangle$ y $\langle u'v' \rangle$, Caso V

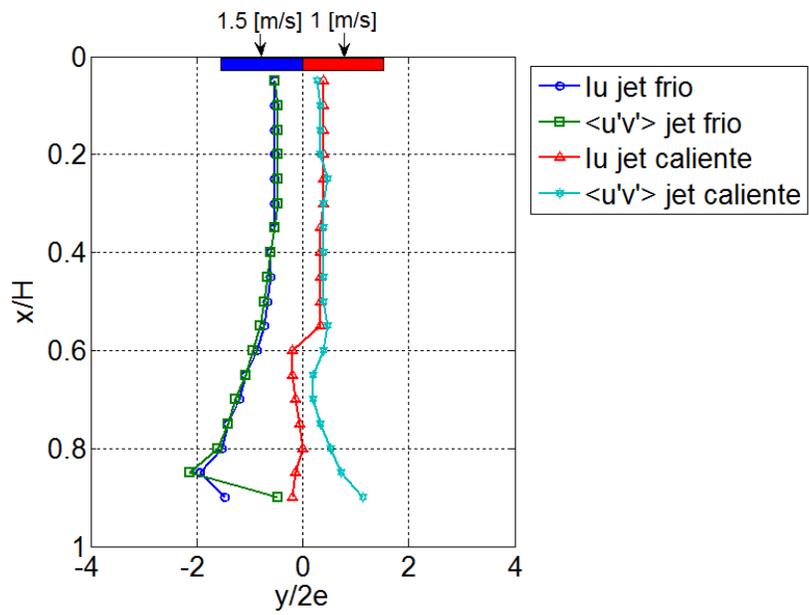


Figura 4.50: Comparación de la posición de los máximos en las curvas $\langle u'u' \rangle$ y $\langle u'v' \rangle$, Caso Vb

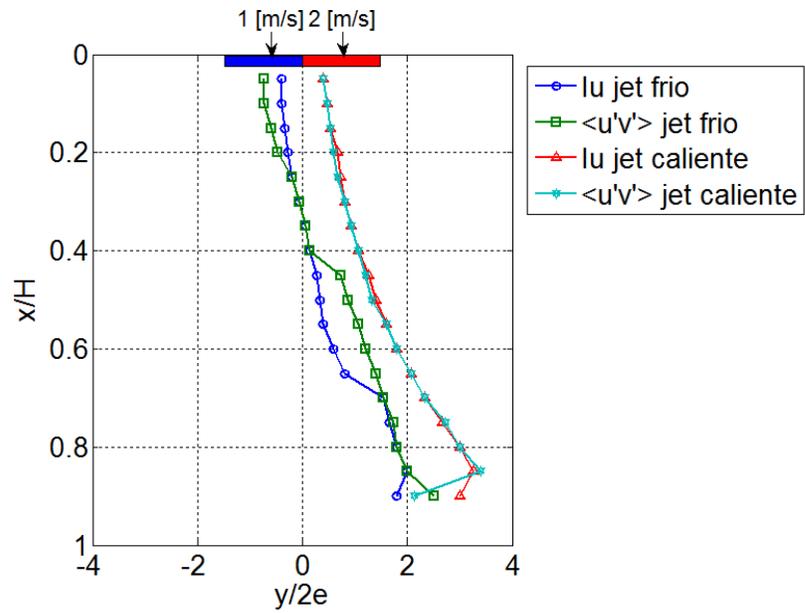


Figura 4.51: Comparación de la posición de los máximos en las curvas $\langle u'u' \rangle$ y $\langle u'v' \rangle$, Caso VI

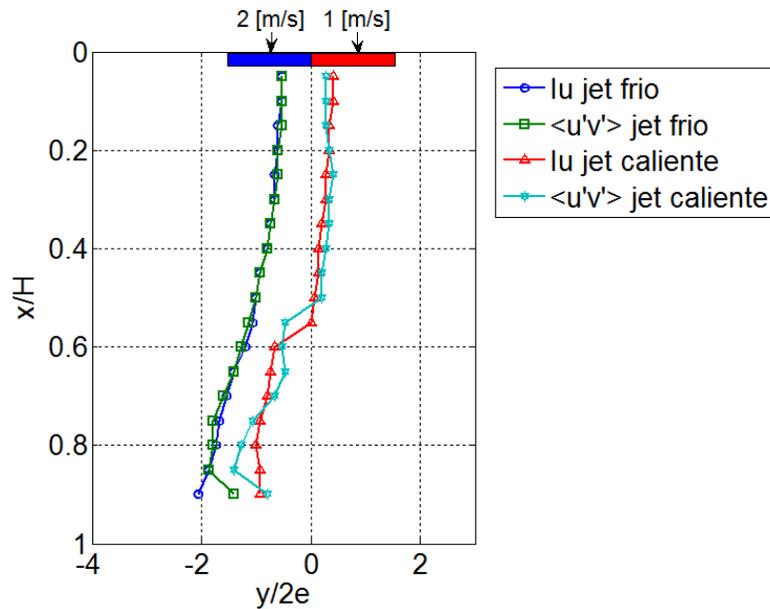


Figura 4.52: Comparación de la posición de los máximos en las curvas $\langle u'u' \rangle$ y $\langle u'v' \rangle$, Caso VIb

A modo de comparación, las Figuras 4.50 y 4.52 muestran que para los casos Vb y VIb las curvas correspondientes al jet frío se alinean de muy buena manera, mientras que las del jet caliente no lo hacen. Esto concuerda con lo que se puede apreciar en la Sección 4.2.1, Figuras 4.23 y 4.27, en donde se ve claramente que cuando el jet caliente (en contacto directo con la zona confinada) es el de menor velocidad, masa de aire caliente circundante penetra el flujo de la cortina mediante vórtices de tipo Kelvin-Helmholtz, lo que explicaría la no coincidencia de los máximos de las curvas de $\langle u'u' \rangle$ con $\langle u'v' \rangle$, en este contexto, la primera estaría indicando la posición de mayor esfuerzo normal producido por la contribución del movimiento turbulento (vórtices de tipo Kelvin-Helmholtz) y la segunda la posición del mayor esfuerzo de corte producido por el movimiento turbulento a raíz de la capa de mezcla. Lo anterior, reafirma el hecho de que los casos V y VI son los que presentan un mejor confinamiento, en desmedro de los casos Vb y VIb.

4.2.6.3 Intensidad de turbulencia (componente V)

La última componente del tensor de esfuerzos de Reynolds resta por analizar es la componente $\langle v'v' \rangle$ representativa del esfuerzo normal en la dirección y . Al igual que la componente $\langle u'u' \rangle$ esta se representa como intensidad de turbulencia referida a la componente V , tal como lo muestran las Figuras 4.53 y 4.54.

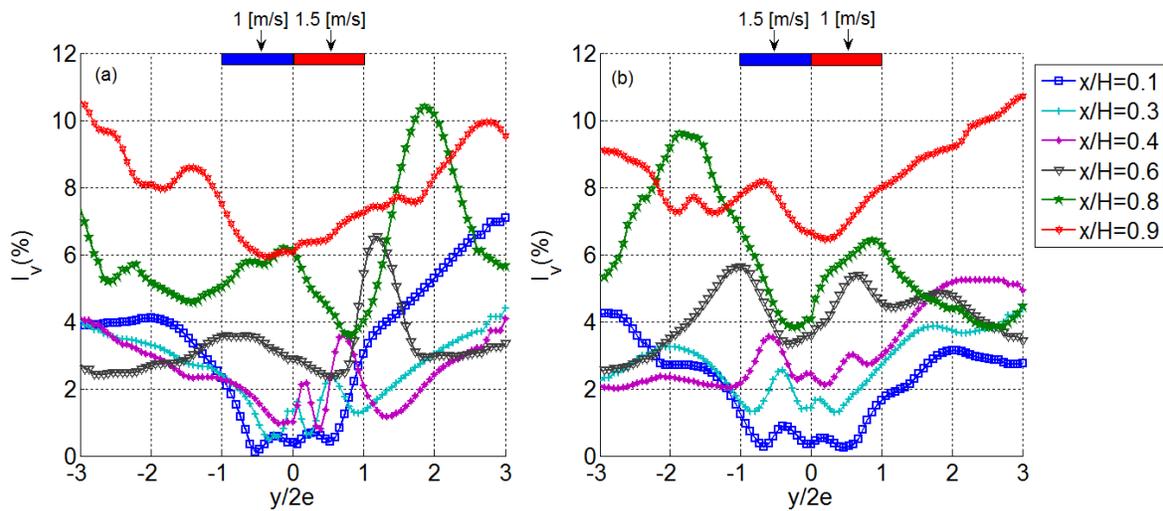


Figura 4.53: Intensidad de turbulencia de velocidad V . a) Caso V b) Caso Vb

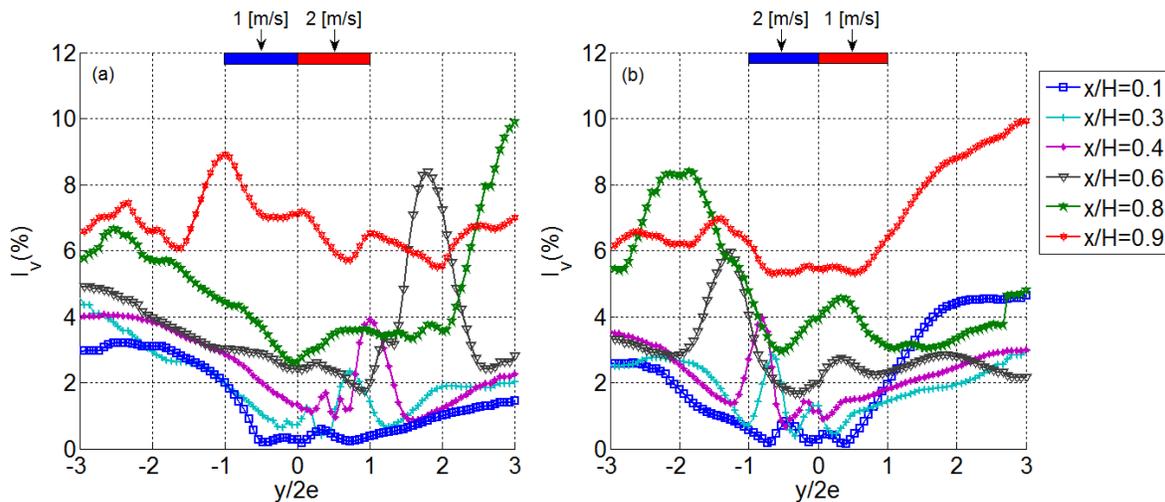


Figura 4.54: Intensidad de turbulencia de velocidad V . a) Caso VI b) Caso VIb

En los gráficos se observa que la intensidad de turbulencia de la componente V es inferior al caso de la componente U para todos los casos de estudio, alcanzando valores más elevados en los niveles posteriores a $x/H=0.5$, debido a que en estos niveles la componente V de la velocidad se hace más importante, al contrario de lo que ocurre en los niveles cercanos a la boquilla en que esta es casi nula.

Por otro lado, los perfiles muestran dos máximos bien definidos correspondientes a esfuerzos normales en la dirección y , correspondientes a las capas de mezcla, dándose el mayor valor en el lado del jet de mayor velocidad y presentando la asimetría propia de la inclinación del *Doble Jet - Doble Flujo*. En el nivel $x/H = 0.3\sim 0.4$ se observa un peak central debido a la interacción de los dos jets, el cual desaparece completamente en los niveles posteriores. Por último, en el nivel $x/H= 0.9$ ya no se distinguen máximos bien definidos por tratarse de la zona de impacto, en la

cual la componente V de la velocidad se hace importante y por consiguiente el transporte turbulento.

Finalmente, comparando los cuatro gráficos, se puede apreciar que para los casos Vb y VIb el nivel $x/H=0.9$ presenta valores más elevados que el resto de los niveles en la zona confinada, lo que se puede interpretar como un transporte turbulento más intenso en la dirección y , en comparación con los casos V y VI.

4.2.7 Transporte turbulento de calor

4.2.7.1 Intensidad de turbulencia térmica

Las Figuras 4.55 y 4.56 muestran en el eje vertical el cociente entre el valor RMS de la componente fluctuante de la temperatura y una variable de normalización $\Delta T(x)$, correspondiente a la diferencia entre las temperaturas de meseta¹⁰ dependientes de cada nivel. En el eje horizontal se utiliza la coordenada $(y - y_{clT})/2e$ (recordar que y_{clT} representa la distancia desde el punto mínimo de temperatura de cada perfil al origen $y = 0$) con el fin de distinguir lo que ocurre en las zonas de mezcla con respecto a lo que ocurre en la interacción de los jets de la cortina.

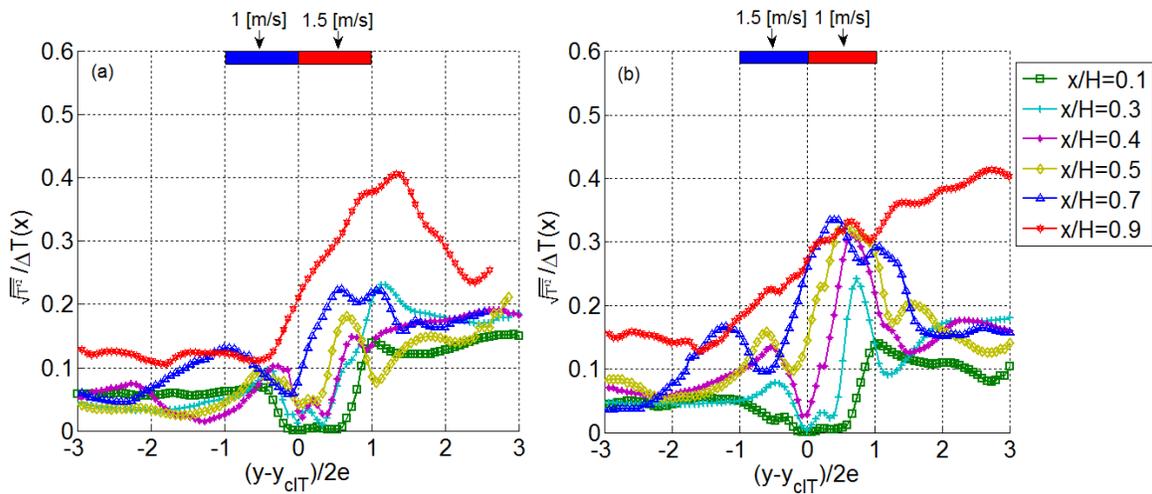


Figura 4.55: Campo de temperatura fluctuante normalizado. a) Caso V b) Caso Vb

¹⁰ La temperatura de meseta corresponde al valor de en donde los perfiles de temperatura se estabilizan, es decir, para cada perfil existen dos valores de temperatura de meseta, uno correspondiente a la zona confinada y otro correspondiente a la zona protegida.

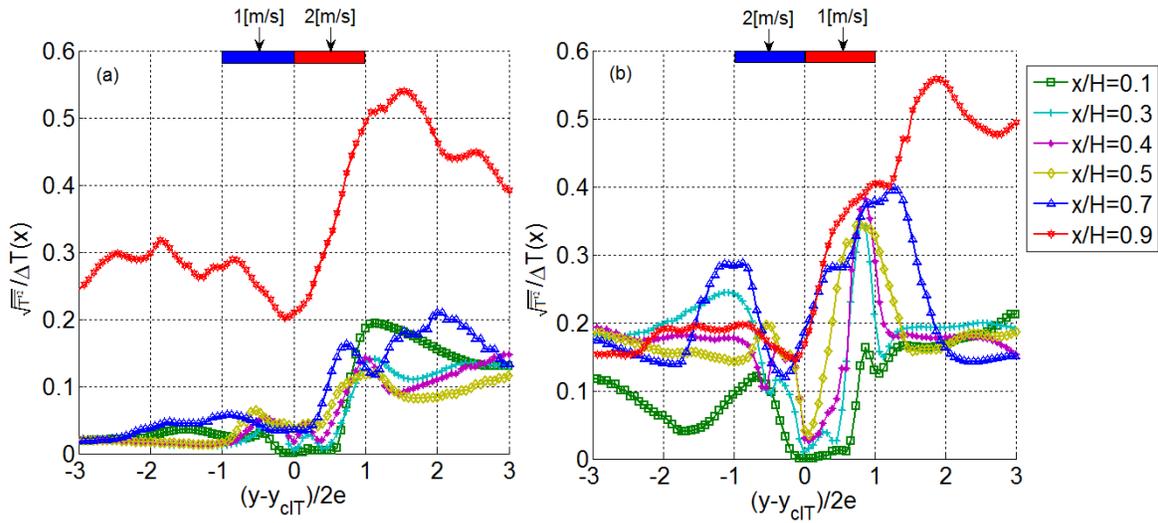


Figura 4.56: Campo de temperatura fluctuante normalizado. a) Caso VI b) Caso VIb

Se observa en los cuatro casos que las curvas se acoplan de mejor manera en la zona protegida que en la zona confinada. Esto indicaría que en la zona confinada prevalece la actividad fluctuante, lo que tiene sentido por el hecho de que en esta zona es donde se encuentra la fuente térmica, la cual produce importantes cambios térmicos en el ambiente.

Ahora bien, para los casos V y VI se nota una mayor similitud del campo de temperatura fluctuante con respecto a los casos Vb y VIb, lo que indica que para estos dos últimos la actividad fluctuante es mayor y por consiguiente el transporte de calor por mecanismos turbulentos. En otras palabras, para los casos V y VI el régimen térmico prevalece en casi todos los niveles x/H (exceptuando el nivel $x/H=0.9$ en el cual no es similar al resto debido a la fuga de calor por el transporte advectivo en la zona de impacto).

Por otro lado, las Figuras 4.57 y 4.58 muestran la intensidad de turbulencia térmica, en donde se utiliza como variable de normalización un ΔT_0 correspondiente a la diferencia entre el mayor valor de temperatura de meseta en la zona confinada y el menor valor en la zona protegida. Cabe destacar que se escoge esta normalización no dependiente de x , con el fin de mostrar una comparación entre los distintos niveles x/H y comparar los órdenes de magnitud obtenidos por Cecchi [4] y Crisóstomo [9].

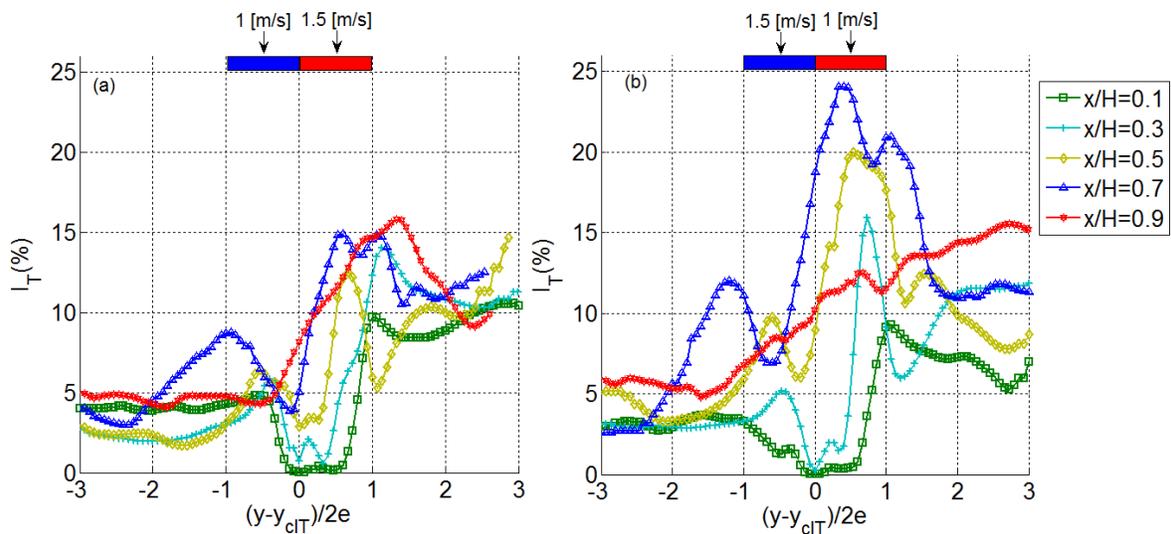


Figura 4.57: Intensidad de turbulencia térmica. a) Caso V b) Caso Vb

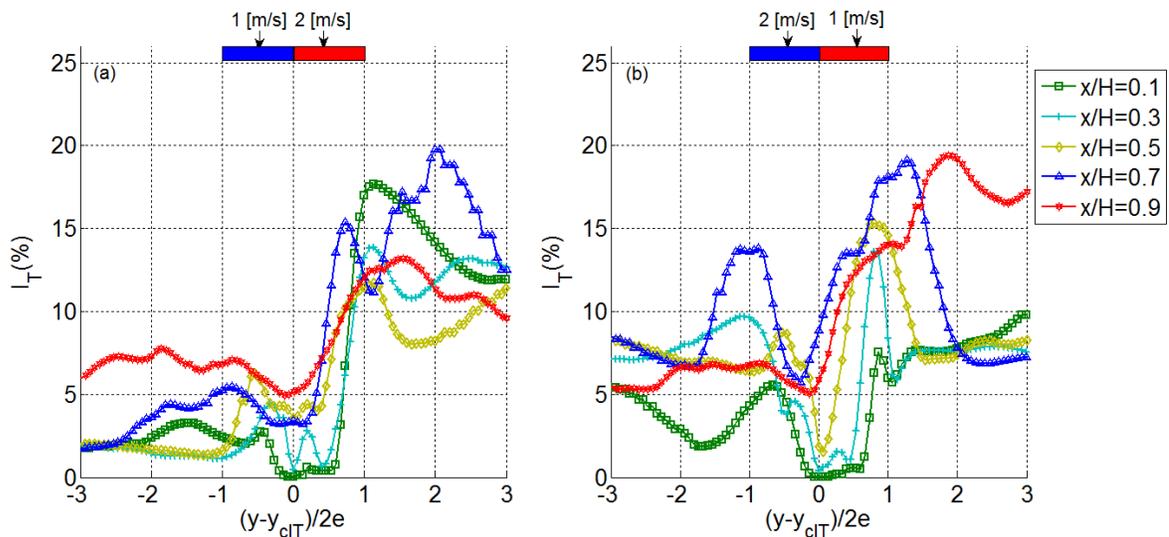


Figura 4.58: Intensidad de turbulencia térmica. a) Caso VI b) Caso VIb

Para los distintos casos se observa que los valores máximos se dan en el lado de la zona confinada, debido a la mayor temperatura existente y actividad fluctuante, como se dijo anteriormente. Por otro lado, los órdenes de magnitud observados concuerdan de buena manera con los reportados experimentalmente por Cecchi [4] y numéricamente por Crisóstomo [9]. También se puede apreciar en todos los casos tres máximos importantes en las curvas, uno en la zona confinada, otro en la zona protegida y un tercero entre ellos correspondiente a la interacción de los dos jets, punto llamado “valle profundo”¹¹ en las curvas de temperatura. Los dos primeros

¹¹ Se le llama valle profundo a la zona en que los perfiles de temperatura presentan un mínimo formado por el cambio de temperatura que hay entre la zona confinada y la protegida.

son formados por las fluctuaciones de temperatura debido a los vórtices de tipo Kelvin-Helmoltz en las zonas de las capas de mezcla. De ahí que estos peaks vayan creciendo aguas abajo de la salida de la cortina, en relación a que éste tipo de vórtices están completamente desarrollados en la zona desarrollada del *Doble Jet - Doble Flujo*, sobretodo en la capa de mezcla correspondiente a la zona confinada, en que se observan mayores valores de turbulencia térmica debido a la mezcla de aire caliente con el flujo de éste. El tercer máximo (ubicado entre los dos anteriores) se produce por la un cambio brusco o fuerte fluctuación de la temperatura en la zona del valle profundo y además se podría asociar en los primeros niveles a los vórtices de tipo Von-Kármán que se puedan formar por la separación de las boquillas de los jets de la cortina. Cabe destacar que este tercer máximo se hace menos importante que los otros dos a medida que el nivel x/H crece, debido a que en niveles cercanos a la zona de impacto, la diferencia de temperatura entre la zona confinada y protegida va disminuyendo, sumado a que los jets de la cortina en estos niveles ya se encuentran acoplados.

Finalmente, se puede observar que los casos V y VI presentan valores menores de intensidad de turbulencia térmica en el lado de la zona protegida en comparación a los casos Vb y VIb en la mayoría de los niveles x/H , de lo que se podría inferir una mayor fuga de calor mediante mecanismos de transporte turbulento para estos dos últimos casos.

4.2.7.2 Transporte turbulento de calor en la dirección x

En las Figuras 4.59 y 4.60 se muestran los gráficos representativos del transporte turbulento de calor en la dirección x , los cuales se presentan normalizados por $\Delta T_0 U_0$.

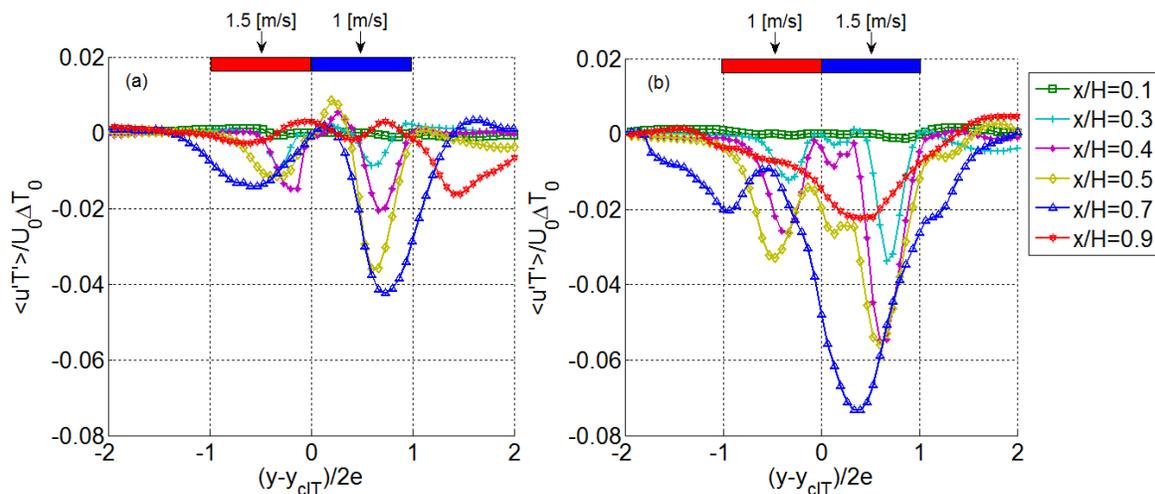


Figura 4.59: Transporte turbulento de calor en la dirección x . a) Caso V b) Caso Vb

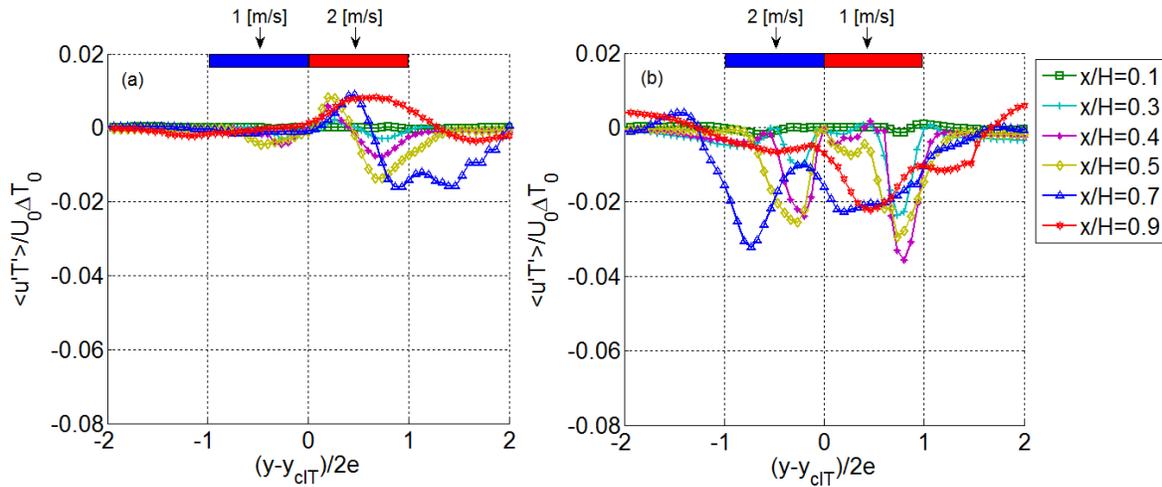


Figura 4.60: Transporte turbulento de calor en la dirección x . a) caso VI b) Caso VIb

Se puede observar que para todos los casos los niveles cercanos a la boquilla presentan tres máximos, éstos corresponden a las capas de mezcla entre los dos jets y entre el *Doble jet-Doble flujo* con el ambiente, luego, en los niveles aguas abajo se aprecian dos máximos, debido a la unión de los dos jets en un jet simple. Por otro lado, los casos V y VI presentan máximos positivos y negativos, mientras que los casos Vb y VIb solo presentan valores negativos. Cabe destacar que los valores negativos de $\langle u'T' \rangle$ indican que el jet enfría el ambiente en que está inmerso, mientras que valores positivos indican lo contrario. Ahora bien, como se ha visto, los casos V y VI presentan un mejor confinamiento a través del “valor neto” en la dirección x/H , provocando que el jet de recirculación se caliente más (debido a que la temperatura en la zona confinada es mayor que en los otros casos), lo que explica el máximo positivo que se observa en las curvas de estos dos casos y que se debe a que en la capa de mezcla entre los dos jets el jet de recirculación “caliente” al jet de aire fresco. Por otro lado, en los casos Vb y VIb el jet de recirculación alcanza menor temperatura, por lo tanto no se ve reflejado en las curvas un calentamiento apreciable del jet caliente al frío, ya que no se observan máximos positivos. Así, los máximos negativos para todos los casos tienen sentido, ya que la temperatura tanto del jet frío como del caliente es menor a la de la zona protegida y confinada respectivamente, por lo que el *Doble jet-Doble Flujo* estaría enfriando el ambiente circundante.

Finalmente, las Figuras 4.61 y 4.62 muestran con mayor claridad lo expuesto anteriormente.

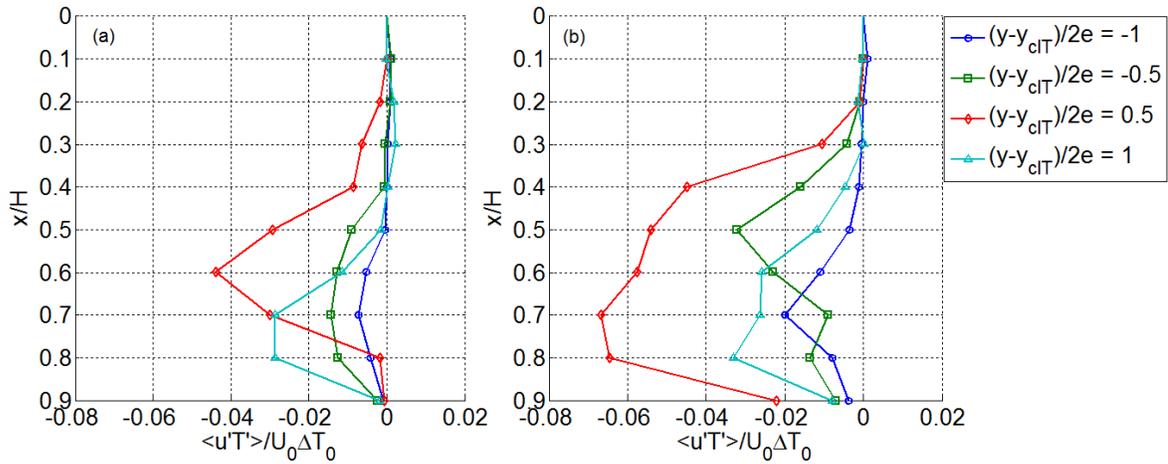


Figura 4.61: Perfiles verticales de transferencia longitudinal de calor por mecanismos turbulentos.
a) Caso V b) Caso Vb

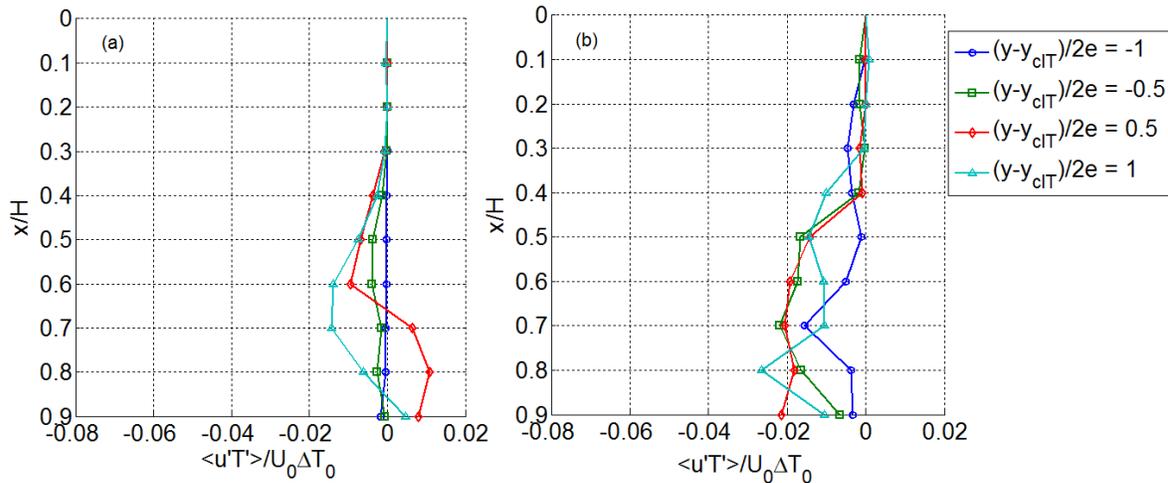


Figura 4.62: Perfiles verticales de transferencia longitudinal de calor por mecanismos turbulentos.
a) Caso VI b) Caso VIb

Se puede observar que la transferencia longitudinal de calor por mecanismos turbulentos es casi nula en los niveles x/H cercanos a la boquilla, esto es consecuente con el hecho de que, como se dijo en la sección anterior, los vórtices de Kelvin-Helmholtz no se encuentran totalmente desarrollados en estos niveles, de ahí que el mayor intercambio térmico se produzca en la zona desarrollada de la cortina. Luego, para los niveles x/H cercanos a la zona de impacto, la transferencia de calor turbulento también presenta valores bajos, debido a que en estos niveles se hace importante el transporte advectivo producto del impacto del *Doble Jet - Doble Flujo* con el suelo del túnel.

Finalmente, se puede apreciar que el caso VI es el que presenta la menor transferencia de calor turbulento longitudinal, mientras que el caso Vb, el peor. Esto reafirma lo reportado en capítulos anteriores, dando cuenta de que si el jet que está en contacto directo con la zona confinada

presenta una velocidad muy baja en niveles inferiores a $x/H=0.5$, el jet de recirculación no será capaz de aislar eficientemente el ambiente confinado con el flujo de la cortina, produciendo flujos importantes de calor turbulento entre ellos mediante estructuras vorticiales.

4.2.7.3 Transporte en la dirección y

Las Figuras 4.63 y 4.64 muestran el transporte turbulento de calor en la dirección y , en donde se ha utilizado la misma normalización que para la dirección x .

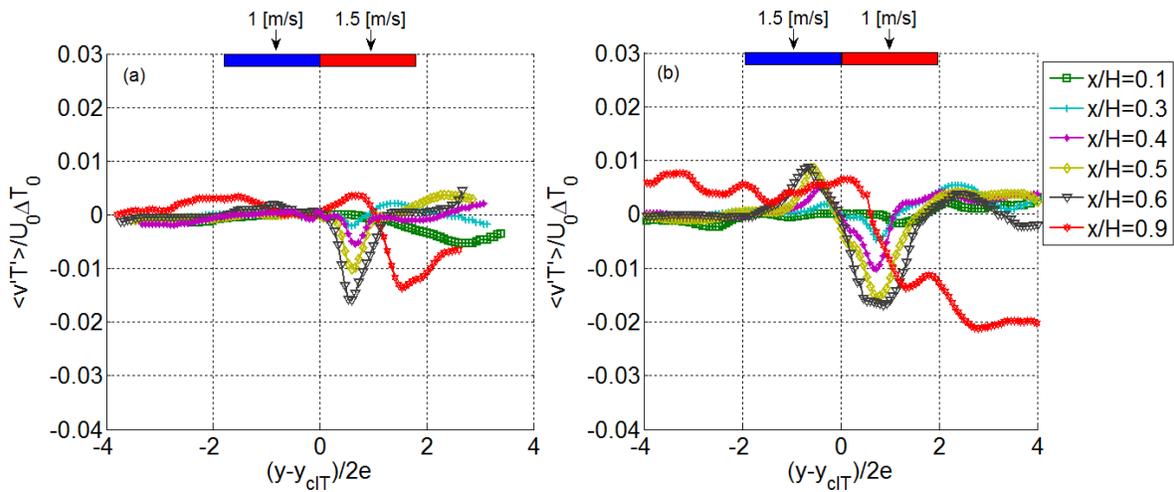


Figura 4.63: Transporte turbulento de calor en la dirección y . a) Caso V b) caso Vb

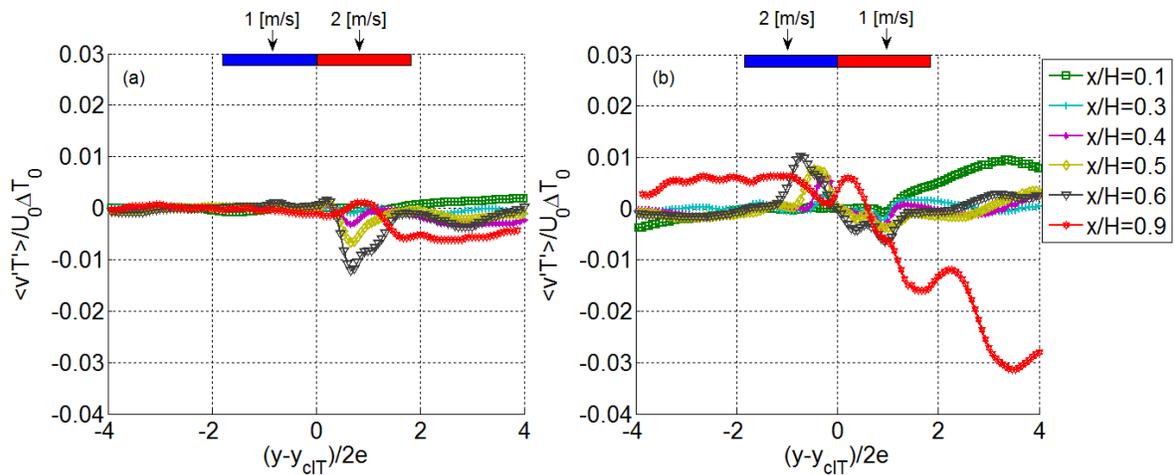


Figura 4.64: Transporte turbulento de calor en la dirección y . a) Caso VI b) Caso VIb

Para los cuatro casos se aprecia que en los niveles superiores los valores de las curvas se encuentran muy cercanos a cero, lo que quiere decir que para estos niveles el transporte de calor mediante mecanismos turbulentos en la dirección transversal es prácticamente nulo. Así, en los niveles inferiores, en donde la componente V de la velocidad empieza a aumentar se aprecian los máximos más importantes, referidos a fugas de calor en niveles x/H correspondientes a la zona desarrollada del *Doble Jet-Doble Flujo*.

Cabe destacar que para todos los casos los valores alcanzados son levemente superiores a los reportados por Cecchi [4] y Crisóstomo [9] atribuible a que se está trabajando con una fuente térmica que tiene el doble de potencia.

Por otro lado, y a modo de comparación, los casos Vb y VIb presentan máximos positivos y negativos, lo que representa por un lado un flujo de calor turbulento transversal desde la zona confinada a la protegida (máximos negativos) y por otro un flujo de calor turbulento (menor que el anterior) que calienta al jet de aire frío (máximos positivos). Sin embargo, esto no ocurre para los casos V y VI en donde se observan solo máximos negativos, de lo que se infiere que el calentamiento del jet frío a través de mecanismos turbulentos es casi nulo, en consecuencia con que las temperaturas alcanzadas en la zona protegida sean menores que en los casos Vb y VIb.

Finalmente, se puede apreciar que para los casos Vb y VIb el nivel $x/H=0.9$ alcanza valores mayores a los demás niveles, lo que no ocurre en los casos V y VI. Lo anterior se atribuye a la existencia de fugas de calor turbulento en la zona de impacto, producidas por estructuras rotacionales tipo Görtler que se forman por el impacto de la cortina con el suelo del túnel. En este caso, la dirección del flujo de calor turbulento es consecuente con la inclinación de la cortina, es decir, desde la zona confinada a la protegida.

4.2.8 Coeficiente de Adelgazamiento (“Kurtosis factor”) y Coeficiente de disimetría (“Skewness factor”)

A continuación se presentan los momentos de orden 4 y 3, representados por el parámetro K (“Kurtosis factor”) y S (“Skewness factor”). Como se explica en la Sección 2.5.1, estos parámetros son útiles para determinar cuan homogénea e isotrópica es la turbulencia. El coeficiente S es utilizado indirectamente para caracterizar la transferencia de energía entre las escalas, ya que representa el mecanismo no-lineal de la creación de pequeños *eddies* que posteriormente disipan energía. Por otro lado, el coeficiente K representa que tan cercana es la distribución de tamaño y forma de los *eddies* a una distribución gaussiana.

En las Figuras 4.65 a 4.68 se pueden apreciar los valores de K y S de la componente U de la velocidad, en donde se ha marcado una línea recta para situar el valor $K=3$ y $S=-0.45$, ya que según lo reportado por Koched [14], valores cercanos representan turbulencia homogénea e isotrópica.

Para los distintos casos, se aprecia que aunque los valores localmente no coincidan con $K=3$ y $S=-0.45$, las curvas se encuentran alrededor de la línea señalada, lo que concuerda con los valores reportados por Koched [14] para el caso de un jet doble y sugiere que si bien la turbulencia no es

completamente homogénea, ciertos niveles se ajustan bien a los valores de homogeneidad, especialmente los valores de K . En este sentido, se puede apreciar en todos los casos lo siguiente: en los niveles cercanos a la boquilla ($x/H=0-0.3$) las curvas son más bien planas y sin máximos apreciables, salvo en el caso VI que presenta dos máximos en el nivel $x/H=0.1$, esto se asocia a que en estos niveles la turbulencia casi no se ha desarrollado. Por otro lado, para los niveles $x/H=0.4-0.7$ las curvas presentan algunos máximos que se alejan de la línea central, indicando que la turbulencia no es tan homogénea. Por último, en el nivel $x/H=0.9$ las curvas se vuelven a aplanar obteniéndose valores cercanos a las líneas señaladas, lo cual se interpreta como una homogeneidad y cuasi-isotropía, asociado a que los *eddies* de mayor tamaño formados aguas arriba siguen su cadena de rompimiento hasta formar muchos vórtices pequeños que son los que posteriormente disipan la energía, siendo los responsables de los fenómenos de transporte turbulento en la zona de impacto.

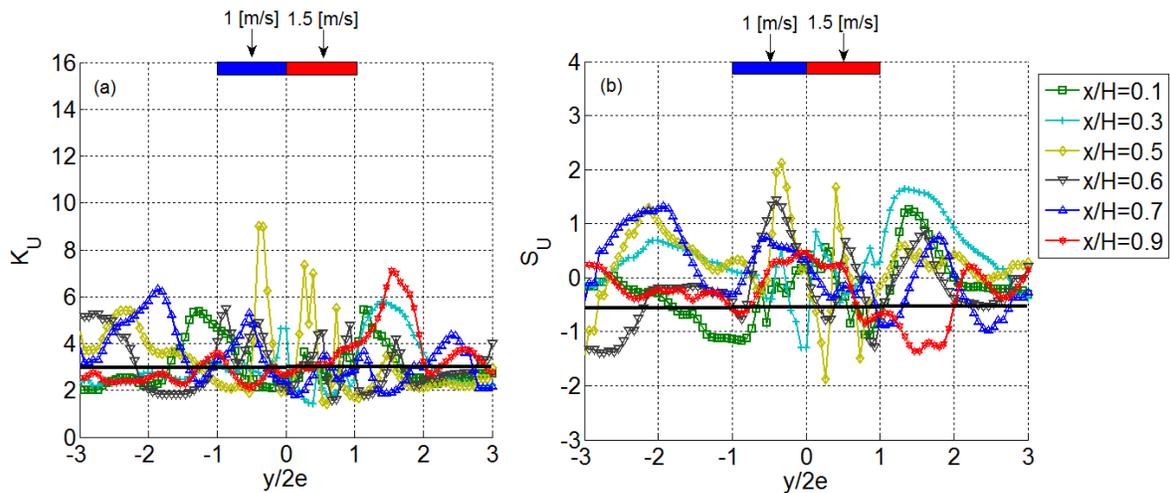


Figura 4.65: Kurtosis factor (K_U) y Skewness factor (S_U), Caso V

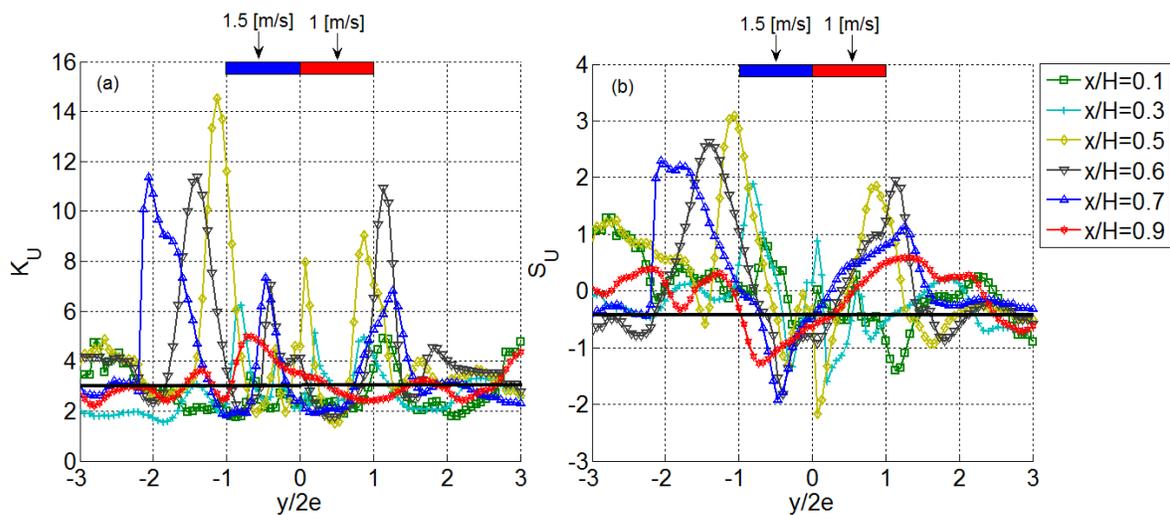


Figura 4.66: Kurtosis factor (K_U) y Skewness factor (S_U), Caso Vb

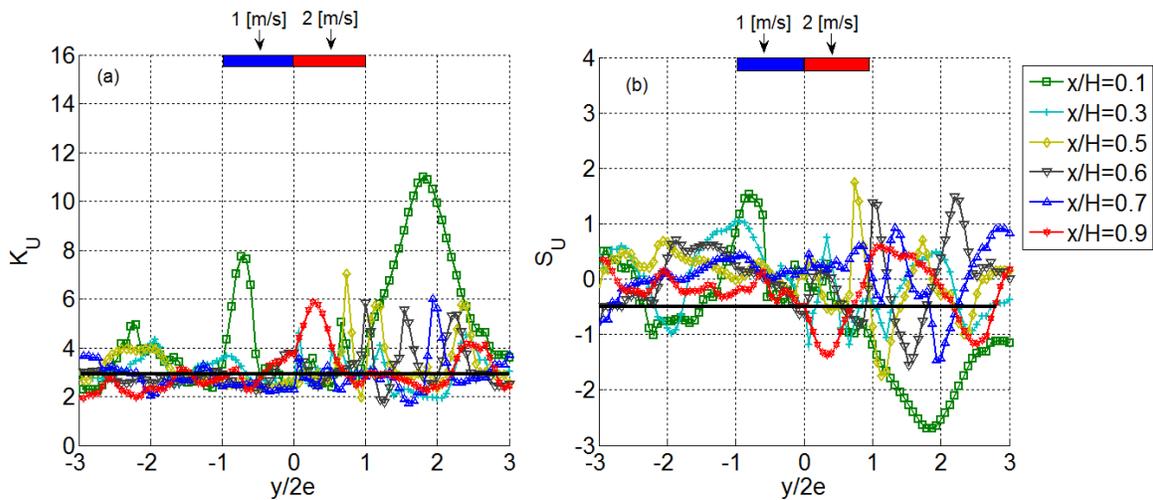


Figura 4.67: Kurtosis factor (K_U) y Skewness factor (S_U), Caso VI

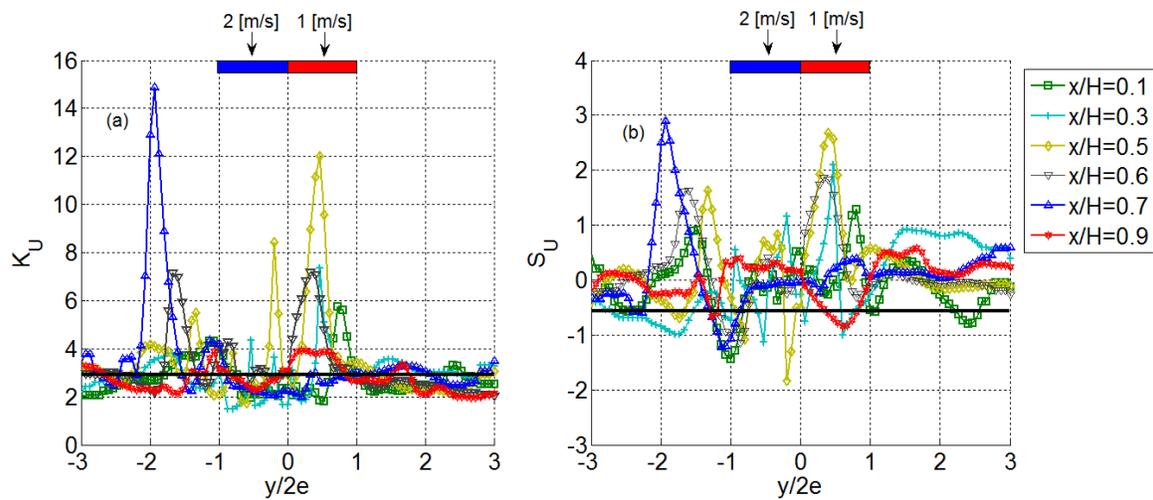


Figura 4.68: Kurtosis factor (K_U) y Skewness factor (S_U), Caso VIb

Finalmente, a partir de los gráficos anteriores se obtuvo el promedio de los valores de K y S en cada nivel x/H , para los cuatro casos en estudio, tal como muestran las figuras 4.69 y 4.70. En ellas se observa que los valores de K promedio, se encuentran cercanos a 3 para los cuatro casos de estudio, sin embargo, los valores de S son más cercanos a -0.1 que a -0.45, lo que podría indicar que aunque existe un esfuerzo de cizallamiento capaz de estirar vórtices y crear otros más pequeños que disipan energía, éste no sería tan grande como para que los pequeños vórtices formaran una turbulencia homogénea e isotrópica.

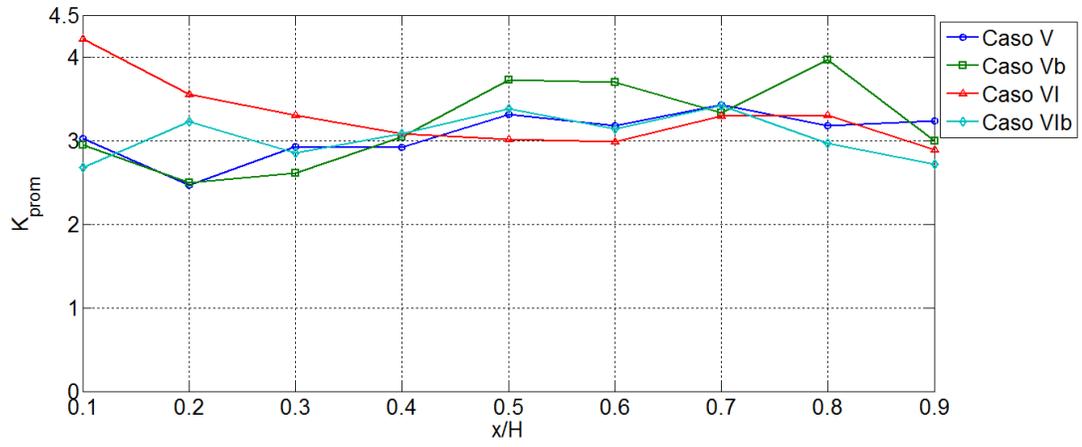


Figura 4.69: Coeficiente K promedio

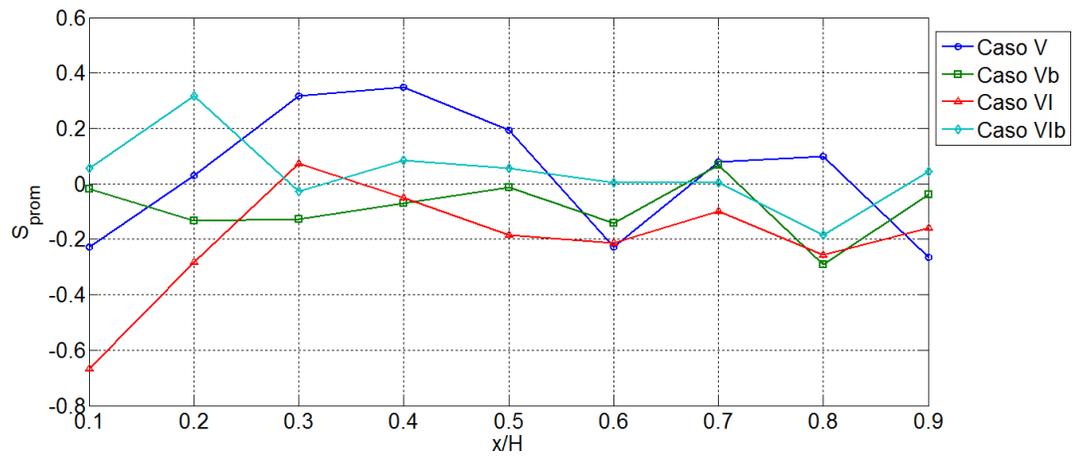


Figura 4.70: Coeficiente S promedio

4.2.9 Estructuras Vorticiales

4.2.9.1 Vórtices del tipo Kelvin-Helmholtz

Numerosos estudios respaldan que la eficiencia en el confinamiento está directamente relacionada con la cantidad de partículas fluidas que pudiesen entrar en el flujo de la cortina de aire, pasando por convección o difusión, a través de ella desde la zona confinada a la zona protegida. En este sentido, como se mencionó en la sección 2.6.4, los vórtices del tipo Kelvin-Helmholtz que se producen por el esfuerzo de corte en las capas de mezcla juegan un papel importante en la pérdida de confinamiento.

Las Figuras 4.71 a 4.74 muestran campos vectoriales de velocidad del *Doble Jet - Doble Flujo* para los distintos casos, las imágenes corresponden a los 25 y 50 segundos de simulación. Notar que las imágenes se muestran en blanco y negro con el fin de reconocer con mayor facilidad los vórtices, los cuales han sido señalados con una flecha.

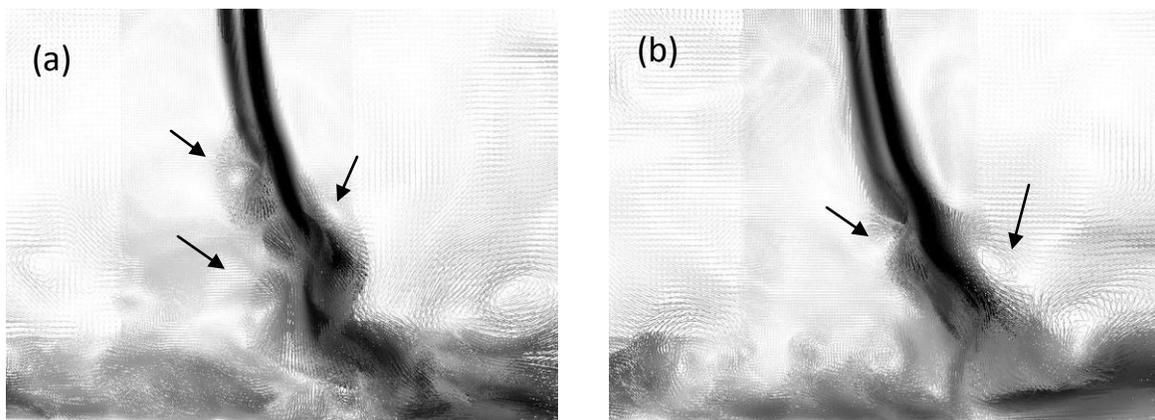


Figura 4.71: Vórtices del tipo Kelvin-Helmholtz, Caso V. a) 25 [s] b) 50 [s]

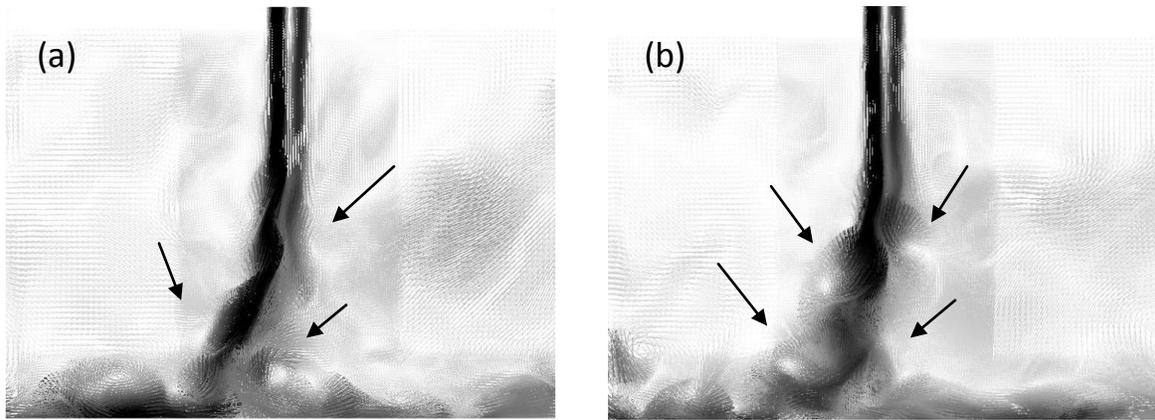


Figura 4.72: Vórtices del tipo Kelvin-Helmholtz, Caso Vb. a) 25 [s] b) 50 [s]

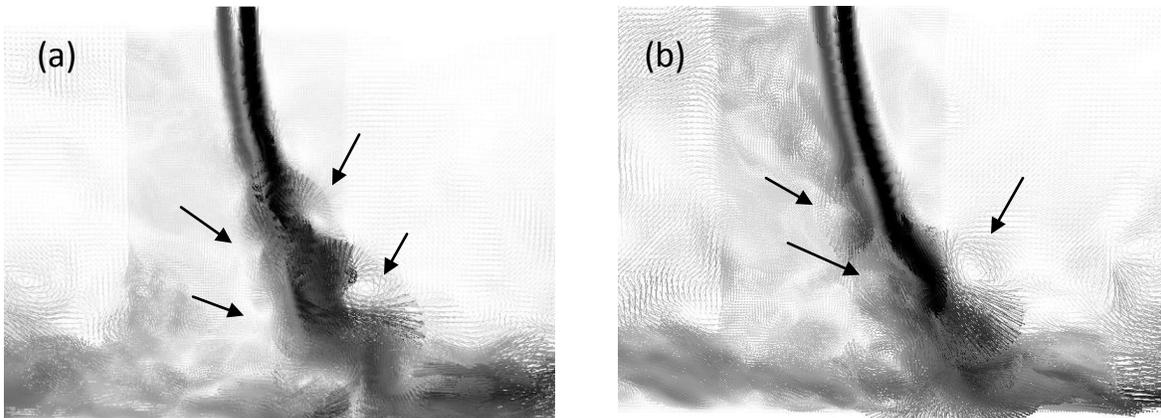


Figura 4.73: Vórtices del tipo Kelvin-Helmholtz. Caso VI. a) 25 [s] b) 50 [s]

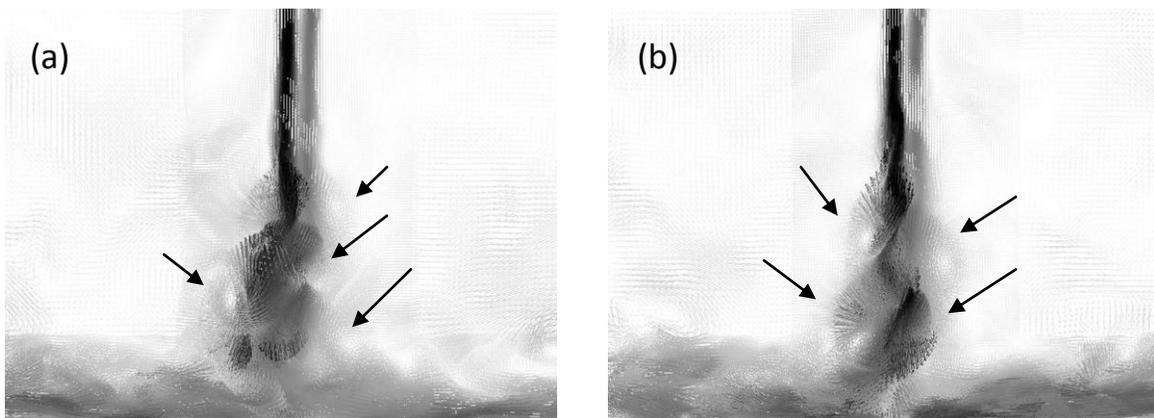


Figura 4.74: Vórtices del tipo Kelvin-Helmholtz. Caso VIb. a) 25 [s] b) 50 [s]

La primera observación que se puede hacer es la evolución que siguen estos vórtices: se crean en niveles superiores y viajan aguas abajo por convección aumentando su tamaño, luego cuando llegan a la zona de impacto se dividen para formar muchos *eddies* de menor tamaño los cuales

disipan la energía turbulenta, concordando con estudios numéricos como los de Tsubokura [16] y Beaubert [17].

Además se puede apreciar que el tamaño de los vórtices es similar en todos los casos, lo que se atribuye a que las velocidades de los jets del *Doble Jet - Doble Flujo* son relativamente bajas, al igual que la relación entre ellas.

Comparando las distintas imágenes, se puede apreciar en los casos Vb y VIb que desde el nivel $x/H=0.5$ los jets se encuentran muy mezclados y los vórtices tipo Kelvin-Helmholtz que se debiesen formar a cada lado de la cortina prácticamente se alcanzan a juntar, lo que implica un alto grado de intercambio de calor y masa desde la zona confinada a la cortina y posteriormente al lado protegido; esta unión según lo reportado por Rivera [7] (quien trabajó con $Re=1000$) es una de las principales causas de la fuga de calor. Lo anterior se debe a que como el jet caliente tiene una velocidad muy baja opera como una barrera de aislamiento hasta aproximadamente el nivel $x/H=0.4$ y aguas abajo no impide eficientemente la mezcla de aire caliente con el flujo de la cortina. Por otro lado, para el caso V y VI como el jet más rápido se encuentra hacia el lado confiado, la aislación del calor ocurre de mejor manera.

Finalmente, las Figuras 4.75 y 4.76 muestran los casos III, IIIb, IV y IVb a distintos momentos de la simulación, en donde solo se identifican de forma clara vórtices tipo Kelvin-Helmholtz en los casos IV y IVb. Además se debe hacer notar que en los cuatro casos el *Doble Jet - Doble Flujo* no se pega a la superficie de impacto en muchos instantes de la simulación.

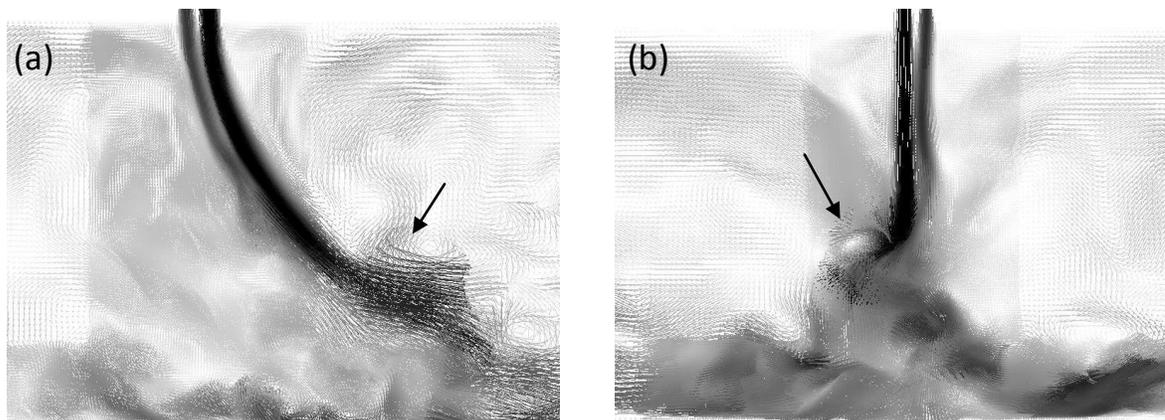


Figura 4.75: Campo vectorial de velocidad. a) Caso III b) Caso IIIb

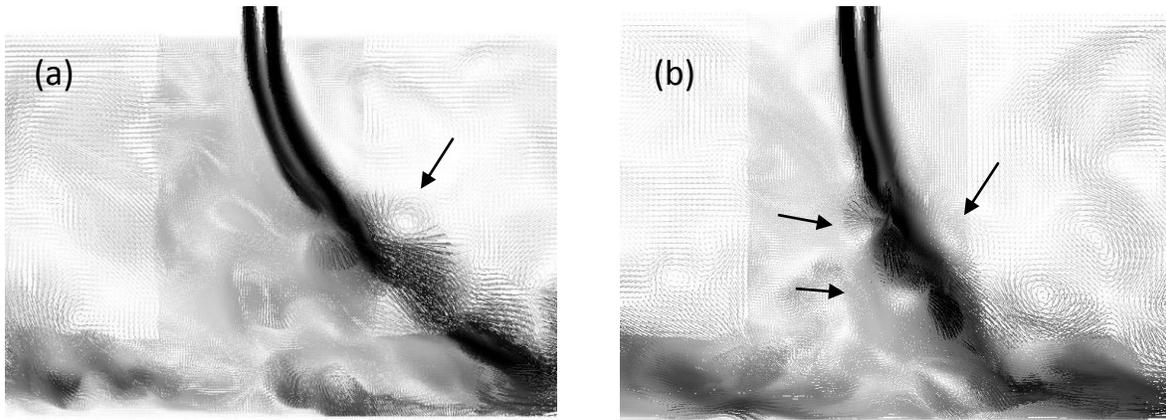


Figura 4.76: Campo vectorial de velocidad. a) Caso IV b) Caso IVb

4.2.9.2 Vórtices de Görtler en la zona de impacto (estructuras contra-rotacionales)

Como se ha mencionado en las secciones anteriores, los mecanismos de transporte turbulento ocurren principalmente en la zona de impacto debido a la interacción entre el *Doble Jet - Doble Flujo* con la superficie. Así, según lo expuesto en la Sección 2.6.4, en esta zona se forman estructuras turbulentas contra rotacionales llamados vórtices de Görtler, que según lo reportado experimentalmente por Loubière [12] y numéricamente por Beaubert [17], son las responsables del mayor intercambio de masa a través de la cortina de aire.

Las Figuras 4.77 y 4.78 muestran campos vectoriales de velocidad para los casos V, Vb, VI y Vb, correspondientes a planos de corte en $x=-0.01 [m]$, $x=0.03 [m]$, $x= -0.02 [m]$ y $x=0.02 [m]$, respectivamente, con el fin de hacer evidente que mediante *LES*, las simulaciones reproducen de buena manera la existencia de éste tipo de vórtices (el sentido de rotación horario se indica con un círculo azul, mientras que el sentido anti-horario con un círculo rojo).

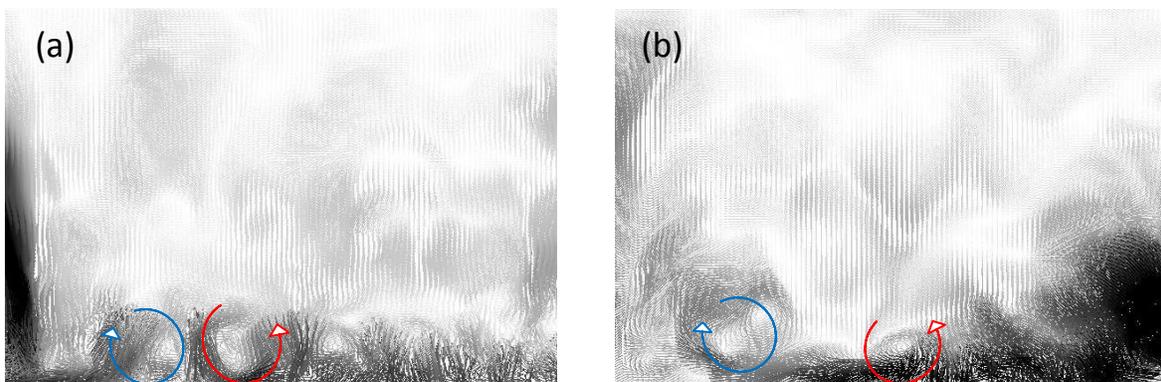


Figura 4.77: Vórtices de Görtler en la zona de impacto. a) Caso V b) Caso Vb

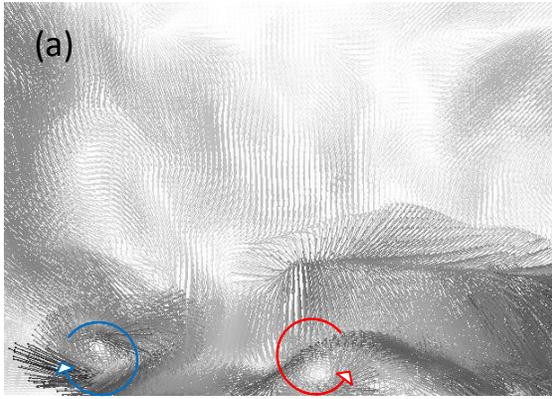


Figura 4.78: Vórtices de Görtler en la zona de impacto. a) Caso VI b) Caso VIb

5. Conclusiones

En el presente estudio se consiguió simular mediante el código *FDS*, los fenómenos relacionados al confinamiento de calor y masa mediante cortinas de aire en el interior de un túnel a escala, imponiendo paredes no-adiabáticas. Con respecto al análisis de las magnitudes de interés, se impuso un mayor número de puntos de medición permitiendo un análisis más certero de los mecanismos de transporte turbulentos que influyen fuertemente en la fuga de calor desde la zona confinada a la protegida.

La validación de éste trabajo numérico se realizó comparando dos casos de estudio (Caso I y II) con los resultados experimentales, en donde se observa que la forma de los perfiles de temperatura se ajustan de buena manera en forma y orden de magnitud (diferencias de 12% aprox. en las temperaturas de meseta). En relación a los perfiles de velocidad, estos se ajustan bien a los experimentales exceptuando el Caso II en que la inclinación del *Doble Jet – Doble Flujo* se da en sentido contrario a lo obtenido experimentalmente debido a que el modelo numérico no es capaz de reproducir con exactitud las condiciones de borde del experimento, sumado a que el modelo de cambio de densidad no es capaz de compensar el efecto de la desviación producida por las velocidades de los jets. Por último se comparó con el código FLUENT, en donde inclinación de la cortina concuerda entre ambos códigos.

Con respecto los casos de baja velocidad, se logró obtener un número de Reynolds límite del *Doble Jet - Doble Flujo* ($Re_{DJ-DF} = 845$) que representa una cota inferior para asegurar que la cortina no se despegue de la superficie de impacto y cumpla con el objetivo de confinar calor. Con lo anterior se logró realizar un estudio de los mecanismos turbulentos de transporte a través de la cortina para cuatro casos de velocidad baja con números de Reynolds mayores a dicho límite (Casos V, Vb, VI y VIb).

Por un lado, los perfiles de temperatura muestran que los casos V y VI presentan una mayor diferencia de temperaturas de meseta entre la zona confinada y protegida que los casos Vb y VIb. Cabe destacar que se logró determinar una normalización apropiada para representar la similitud de los perfiles de temperatura ($\Theta(x) = [T(x) - T_f(x)] / [T_c(x) - T_f(x)]$) en el eje de las ordenadas y $(y - y_{cIT}) / d(x)$ en el eje de las abscisas), evidenciando que la capa límite térmica es distinta a la dinámica y revelando los niveles x/H en que se distingue un régimen térmico establecido (similitud) y en los que el régimen térmico esta en transición, cosa que no había podido ser determinada en estudios anteriores.

Con respecto a al transporte turbulento de cantidad de movimiento, se logró asociar los máximos centrales de las curvas de intensidad de turbulencia de la componente U a vórtices de Von-Kármán, asociados a la separación de los jets, mientras que los máximos laterales se compararon con los observados en las curvas de la componente $\langle u'v' \rangle$ del tensor de esfuerzos de Reynolds, con lo que se determinó que en muchas oportunidades éstos no concuerdan. Cuando esto ocurre, los máximos de intensidad de turbulencia se asocian a los vórtices de Kelvin-Helmholtz y no a las capas de mezcla. Así, en los casos V y VI los máximos de intensidad de turbulencia en la zona confinada si se ajustan a los correspondientes de $\langle u'v' \rangle$, mientras que para los casos Vb y Vb ocurre todo lo contrario. Esto que llevó a determinar que cuando el jet caliente es más lento, no es

capaz de aislar eficientemente el aire caliente proveniente de la zona confinada con el flujo de la cortina, por lo que el aire caliente penetra al *Doble Jet –Doble Flujo* a través de vórtices de Kelvin-Helmholtz.

Con respecto al transporte turbulento de calor se determinó que para los casos V y VI existe una mayor similitud del campo de temperatura fluctuante, en comparación con los casos Vb y VIb, dejando en evidencia que para estos últimos la actividad fluctuante es mayor y por consiguiente el transporte de calor turbulento, lo que concuerda con el hecho de que estos dos casos presenten mayores valores de intensidad de turbulencia térmica (cercaos a 35 %). Por otro lado, con respecto al transporte longitudinal de calor turbulento, se observó que es casi nulo en los niveles x/H cercanos a la boquilla, y que los mayores valores se producen en la zona desarrollada del *Doble Jet - Doble Flujo*, ya que en esa zona los vórtices de Kelvin-Helmoltz están completamente desarrollados. Nuevamente se encontró que los casos Vb y VIb presentan los valores más altos, asociados la mezcla de aire caliente con el flujo de la cortina mediante este tipo de estructuras, debido a la permeabilidad que se produce cuando el jet de recirculación es el de menor velocidad. Finalmente con respecto al transporte transversal de calor turbulento se determinó que las mayores fugas de calor se dan en los niveles cercanos a la zona de impacto, en donde la componente V de la velocidad se hace más importante. En este contexto, se observó que los casos Vb y VIb presentan valores elevados en el nivel $x/H= 0.9$, lo que indicaría que existen fugas de calor turbulento en la zona de impacto producidas por estructuras rotacionales tipo Görtler formadas por el propio impacto de la cortina y en dirección a la inclinación de ésta, es decir, desde la zona confinada a la protegida.

Según los resultados anteriores, se determinó que el caso que presenta mejor confinamiento es el caso VI, seguido por el V y en desmedro de los casos Vb y VIb, siendo éste último el que presenta la peor eficiencia de confinamiento de los cuatro. Cabe destacar que, según lo explicado en los párrafos anteriores, tratándose de velocidades bajas la configuración más favorable es la del jet más rápido hacia la zona confinada.

Finalmente, ya que *FDS* es un código especializado en incendios, una posible mejora a éste estudio numérico podría ser realizar un análisis en cuanto al confinamiento de los casos más favorables imponiendo una reacción química en la fuente térmica, que modele la combustión propia de un incendio, para así analizar no solo el confinamiento de calor, sino que además de los gases tóxicos producidos en una combustión real.

6. Bibliografía

- [1] Gupta S., Pavageau M., Elicer-Cortés J., *Cellular confinement of tunnel sections between two air curtains*, Building and Environment 42 (2007) 3352–3365, 2006.
- [2] Celis J., *Estudio del confinamiento de un escalara activo entre dos cortinas de aire en impacto, mediante mediciones de temperaturas por termocuplas*, Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería, Mención Mecánica, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2008.
- [3] Felis F., *Instalación y pruebas de un sistema de medición de velocidades por LDV (Laser Doppler Velocimetry)*, Memoria para optar al título de Ingeniero Civil Mecánico, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2009.
- [4] Cecchi P., *Estudio experimental del transporte de calor turbulento a través de cortinas de aire para confinamiento de calor al interior de túneles*, Memoria para optar al título de Ingeniera Civil Mecánica, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2010.
- [5] Fernández J., *Estudio numérico del confinamiento de escalares activos por cortinas de aire en impacto*, Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería, Mención Mecánica, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2006.
- [6] Demarco R., *Estudio numérico del transporte turbulento de cortinas de aire en impacto para el confinamiento de un escalara activo*, Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería, Mención Mecánica, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2008.
- [7] Rivera J., *Estudio numérico usando un modelo LES para el confinamiento celular de contaminantes calóricos al interior de túneles*, Memoria para optar al título de Ingeniera Civil Mecánica, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2010.
- [8] Lecaros M., *Estudio numérico usando el código FDS para el confinamiento celular de calor al interior de túneles*, Memoria para optar al título de Ingeniero Civil Mecánico, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2009.
- [9] Crisóstomo F., *Estudio numérico para el confinamiento de calor al interior de túneles usando el código FDS*, Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería, Mención Mecánica, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2010.
- [10] Pope S. B., *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, 1963.
- [11] Yi Dai, Toshio Kobayashi, Nobuyuki Taniguchi , *Large Eddy Simulation of Plane Turbulent Jet Flow Using a New Outflow Velocity Boundary Condition*, JSME International Journal, Series B, Vol. 37, No 2, 1994

- [12] Loubière K, Michel Pavageau. *Enducing coherent Eddy structures in air curtain systems*, Chemical Engineering and Processing 47 (2008) 435-448, 2007.
- [13] Cui GX, Zhou HB, Zhang ZS and Shao L., *A new dynamic subgrid eddy viscosity model with application to turbulent channel flow*. Physics of Fluids. Vol.16, N°8, pp. 2835-2842, 2004.
- [14] Amine Koched, *Analyse expérimentale multi-échelles des interactions entre un écoulement et une paroi par PIV et polarographie: Application à un jet plan immergé et confiné en impact*, Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2011.
- [15] Rajaratman N., *Turbulent Jets*, Department of Civil Engineering, The University of Alberta, 1976.
- [16] M. Tsubokura, T.Kobayashi, N. Taniguchi, W.P.Jones, *A numerical study on the eddy structures of impinging jets excited at the inlet*, International Journal of Heat and Fluid Flow 24, 500-511, 2003.
- [17] Beaubert F., Viazzo S., *Large eddy simulations of plane turbulent impinging jets at moderate Reynolds numbers*, International Journal of Heat and Fluid Flow 24,512-519, 2003.
- [18] Fujisawa N., Nakamura K., Srinivas K., *Interaction of two parallel plane jets of different velocities*, Journal of Visualization, vol. 7, No. 2 135-142, 2004.
- [19] McGrattan K., Hostikka S., Floyd J., *Fire Dynamics Simulator (Version 5) User's Guide*, NIST Special Publication 1019-5, 2009.
- [20] McGrattan K., Baum H., Rehm R., Hostikka S., Floyd J., *Fire Dynamics Simulator (Version 5) Technical Reference Guide*, NIST Special Publication 1018-5, 2007.
- [21] Dassonville T., *Confinement d'une source de chaleur: transport turbulent de chaleur*, Memoria para la obtención de diploma y grado de magíster, 2009.

Apéndice A

A.1 Series temporales

A.1.1 Temperatura

A continuación, en las Figuras A.1 y A.2 se presentan los puntos de medición para las series temporales de temperatura para los casos V y VI; y Vb y VIb respectivamente. Notar que los puntos son escogidos según la inclinación del *Doble Jet - Doble Flujo*.

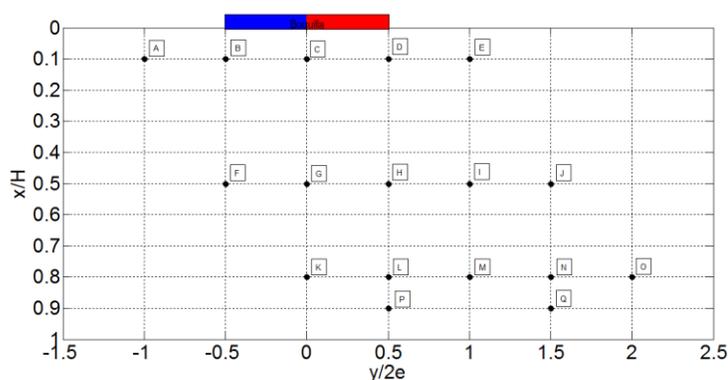


Figura A.1: Puntos de medición para los casos V y VI

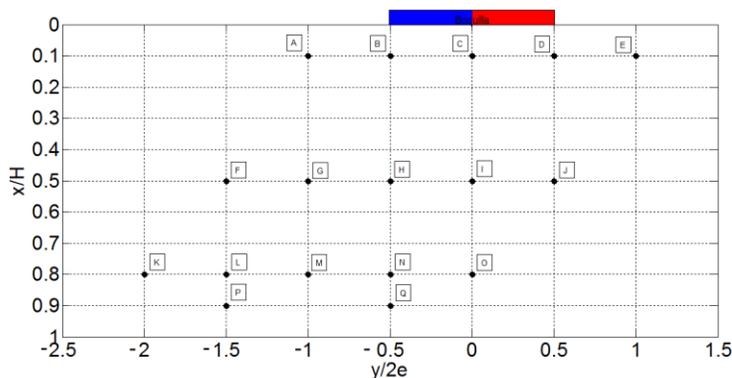


Figura A.2: Puntos de medición para los casos Vb y VIb

Las Figuras A.3-A.18 muestran las series temporales de temperatura para los distintos casos en estudio, donde se puede apreciar que los casos Vb y VIb presentan grandes fluctuaciones en los niveles $x = 0.8$ y 0.9 , lo que concuerda con la discusión presentada en la Sección 4.2.7 En cambio, para los casos V y VI, si bien las fluctuaciones en estos niveles son altas por tratarse de la zona de impacto, son menores que en los dos anteriores.

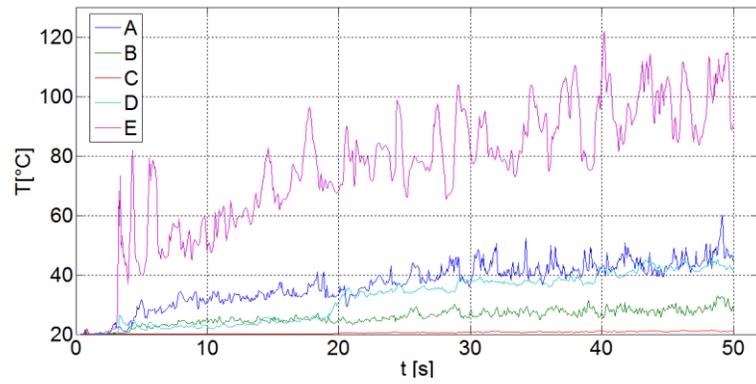


Figura A.3: Series temporales de temperatura, puntos A, B, C, D, E Caso V

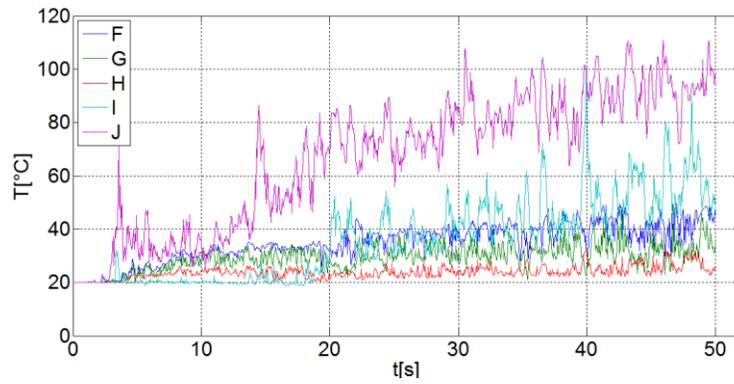


Figura A.4: Series temporales de temperatura, puntos F, G, H, I, J Caso V

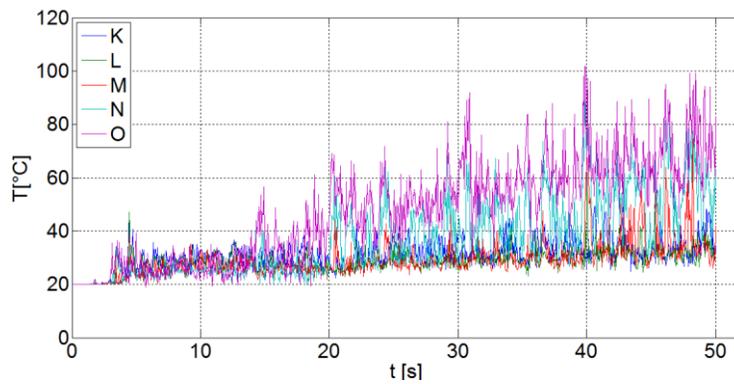


Figura A.5: Series temporales de temperatura, puntos K, L, M, N, O Caso V

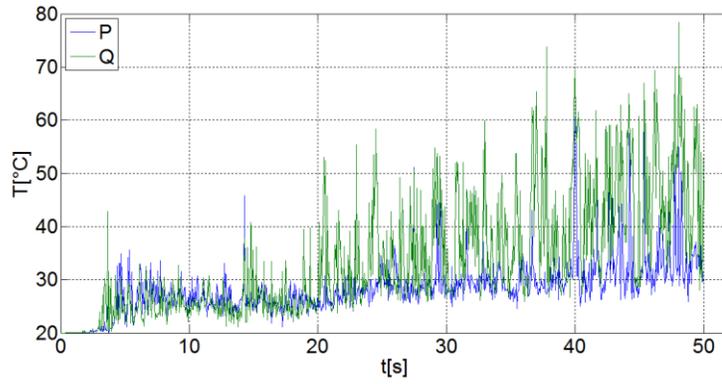


Figura A.6: Series temporales de temperatura, puntos P, Q Caso V

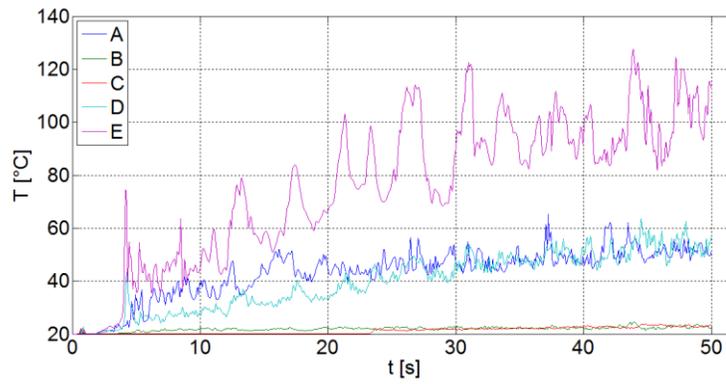


Figura A.7: Series temporales de temperatura, puntos A, B, C, D, E Caso Vb

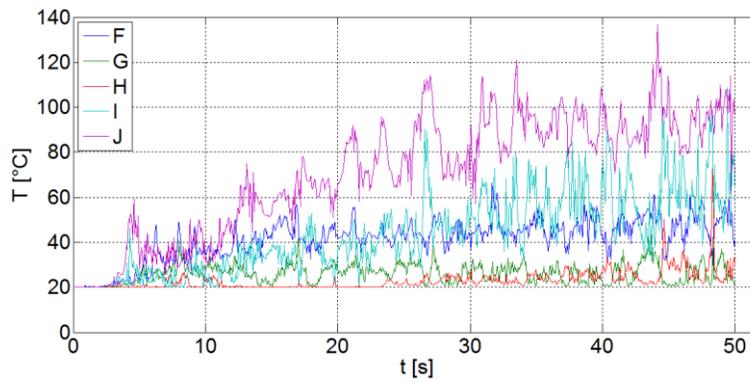


Figura A.8: Series temporales de temperatura, puntos F, G, H, I, J Caso Vb

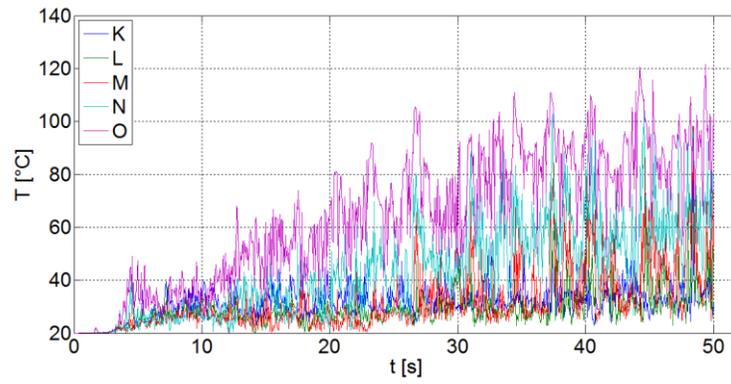


Figura A.9: Series temporales de temperatura, puntos K, L, M, N, O Caso Vb

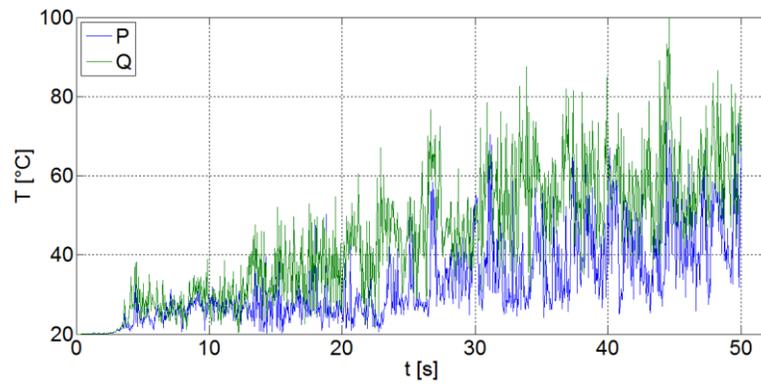


Figura A.10: Series temporales de temperatura, puntos P, Q Caso Vb

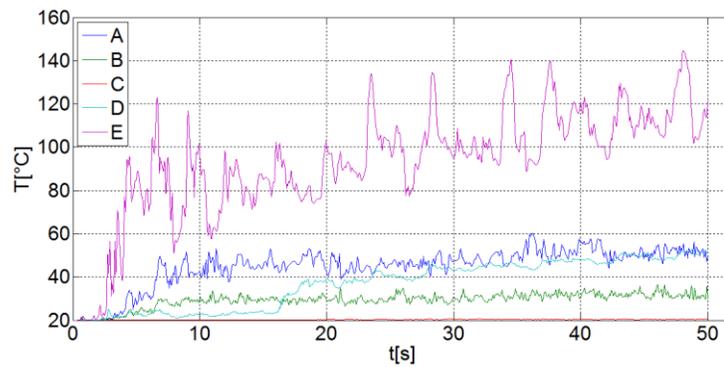


Figura A.11: Series temporales de temperatura, puntos A, B, C, D, E Caso VI

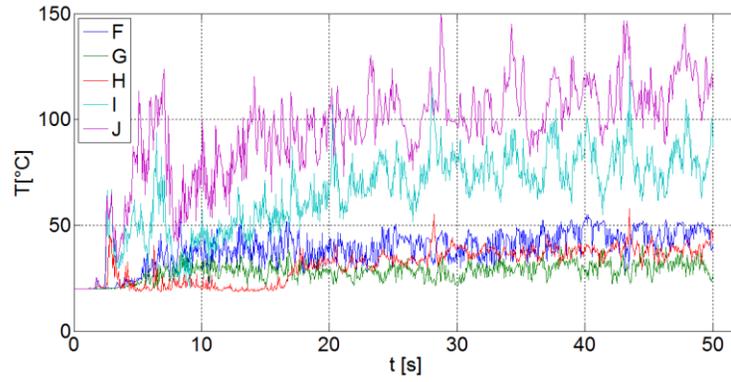


Figura A.12: Series temporales de temperatura, puntos F, G, H, I, J Caso VI

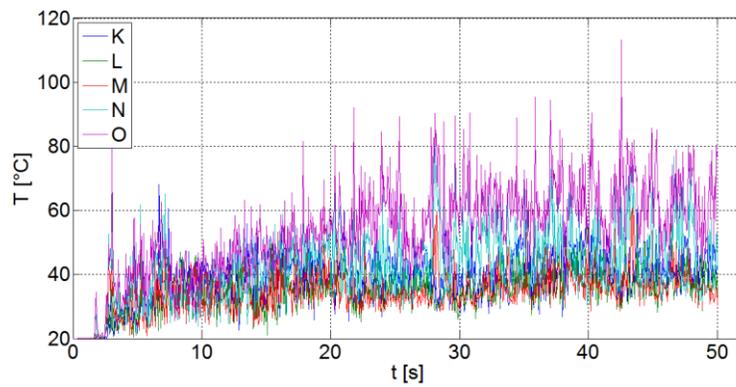


Figura A.13: Series temporales de temperatura, puntos K, L, M, N, O Caso VI

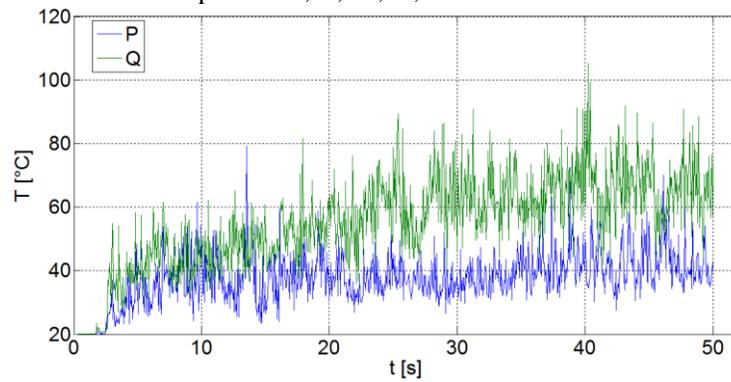


Figura A.14: Series temporales de temperatura, puntos P, Q Caso VI

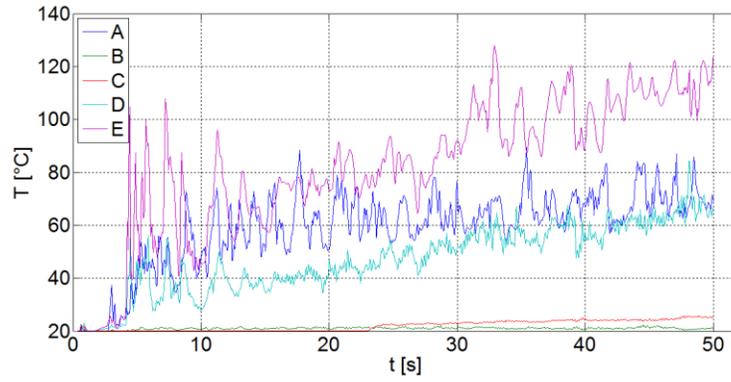


Figura A.15: Series temporales de temperatura, puntos A, B, C, D, E Caso VIb

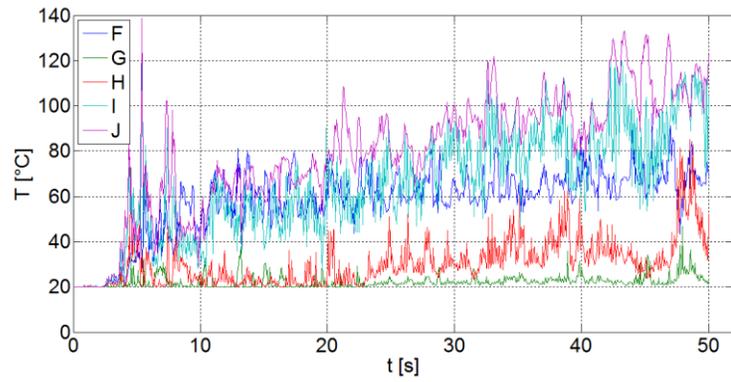


Figura A.16: Series temporales de temperatura, puntos F, G, H, I, J Caso VIb

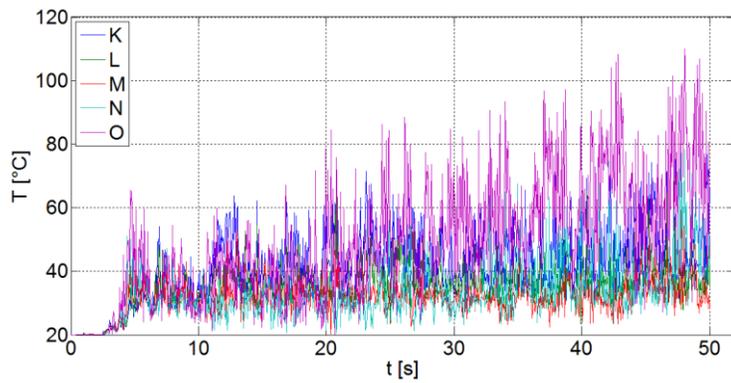


Figura A.17: Series temporales de temperatura, puntos K, L, M, N, O Caso VIb

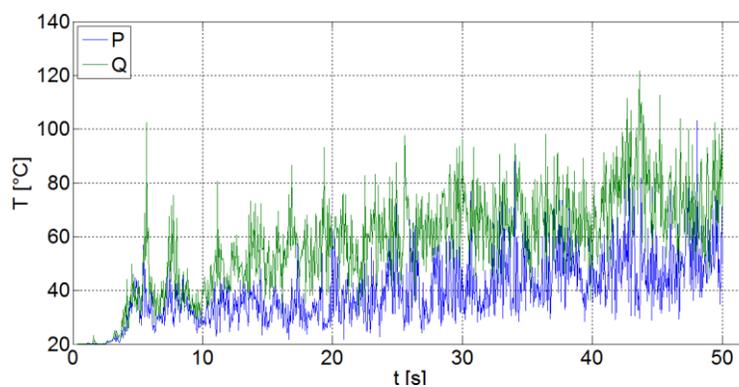
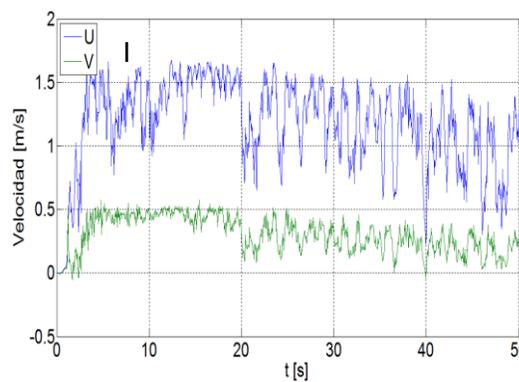
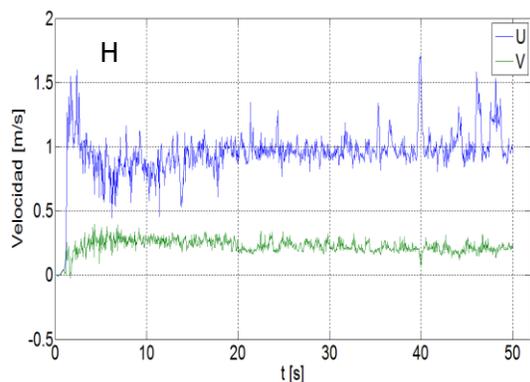
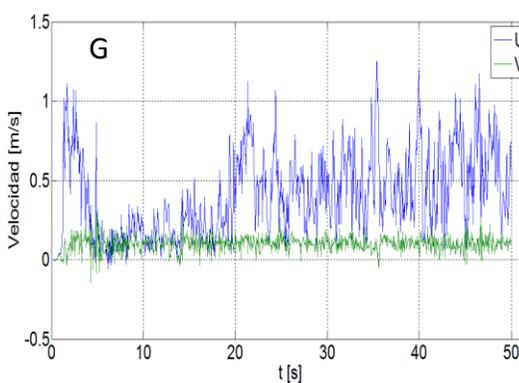
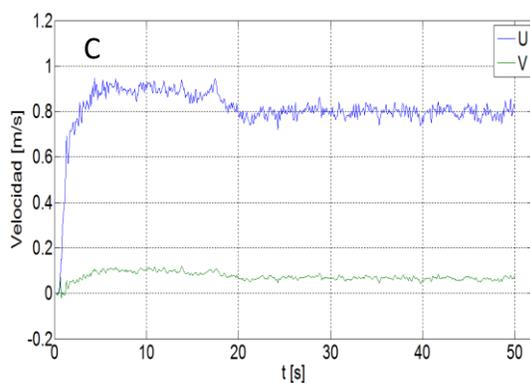


Figura A.18: Series temporales de temperatura, puntos P, Q Caso VIb

A.1.2 Velocidad

Los puntos escogidos para representar las series temporales de velocidad corresponden a una selección de los puntos de las Figuras A.1 y A.2, en donde se escogieron los puntos C, G, H, I, L, M, N y Q.

En las Figuras A.19-A.22 se muestran las series temporales de las componentes U y V de la velocidad, en donde se ha marcado cada gráfico con el punto de medición correspondiente.



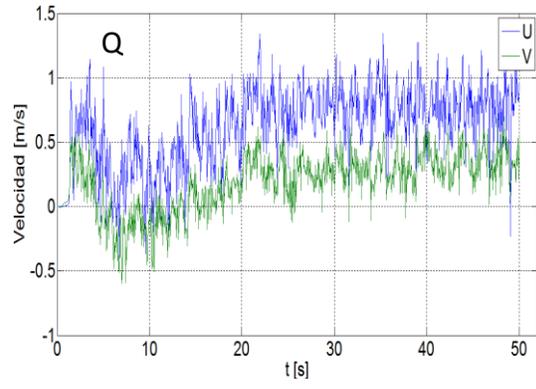
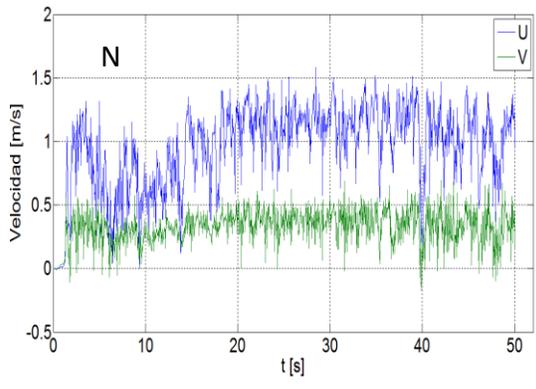
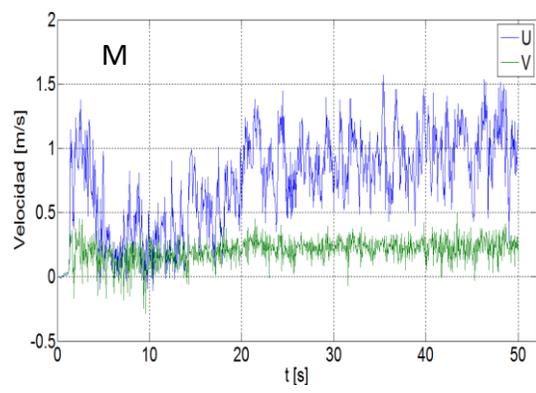
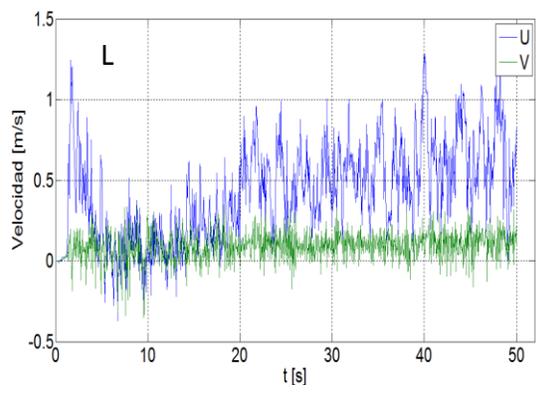
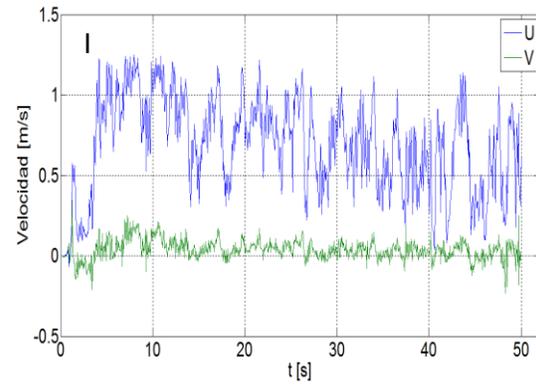
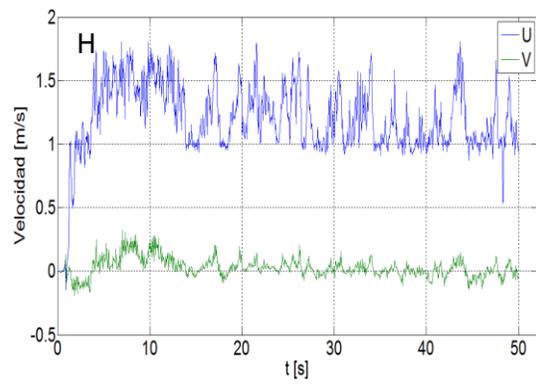
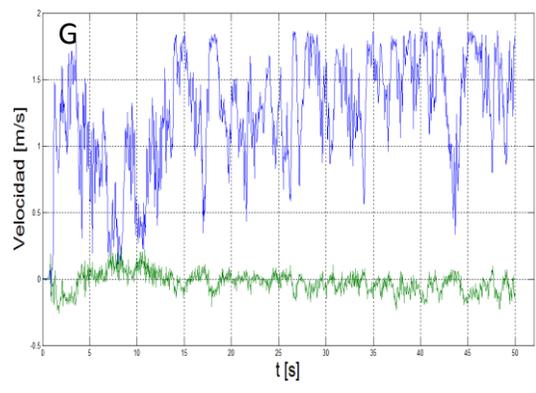
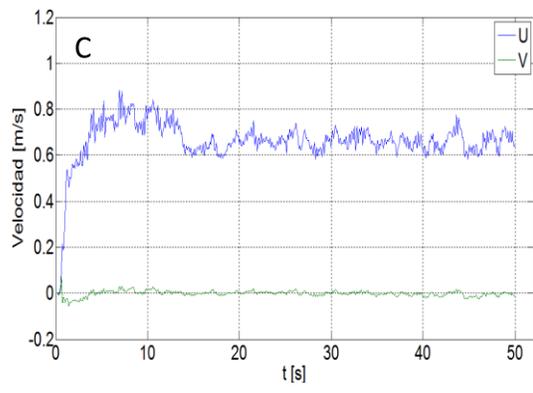


Figura A.19: Series temporales de velocidad Caso V



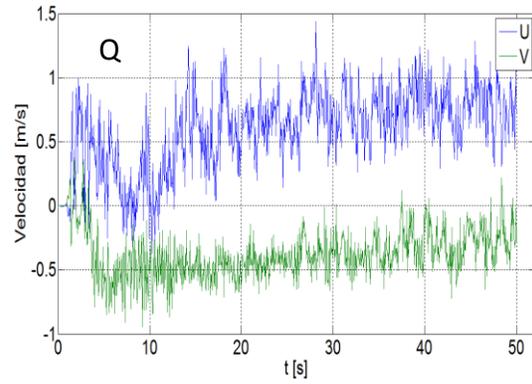
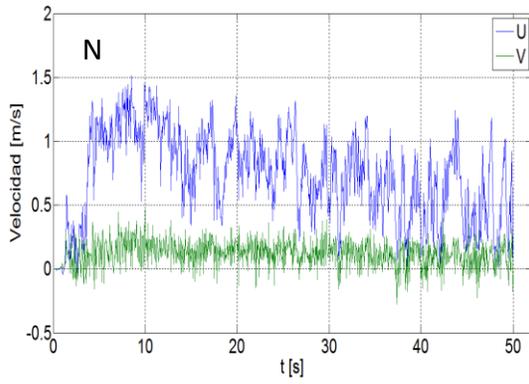
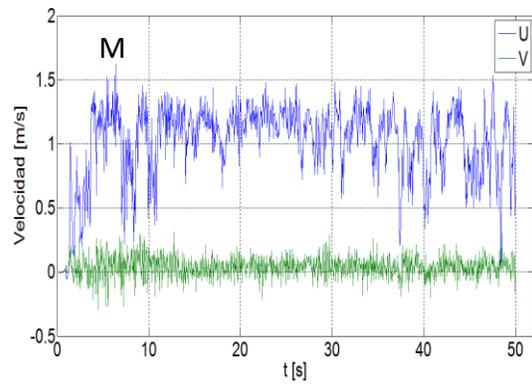
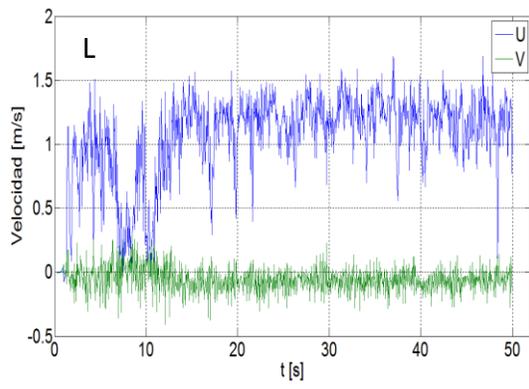
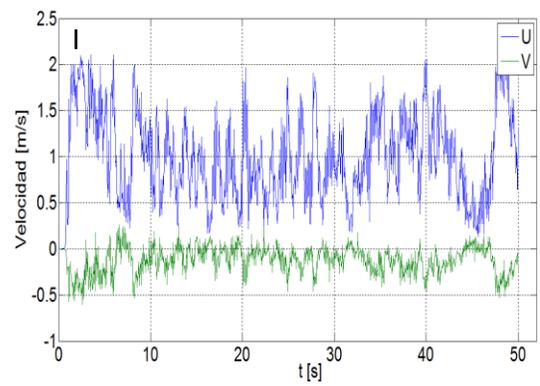
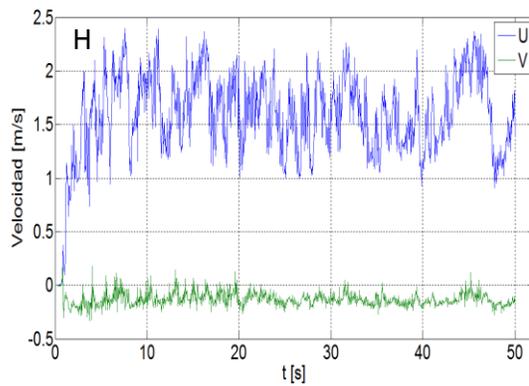
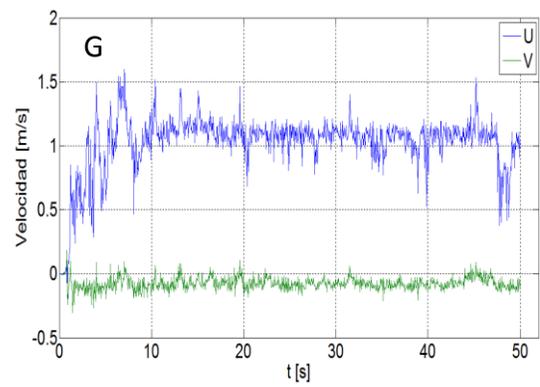
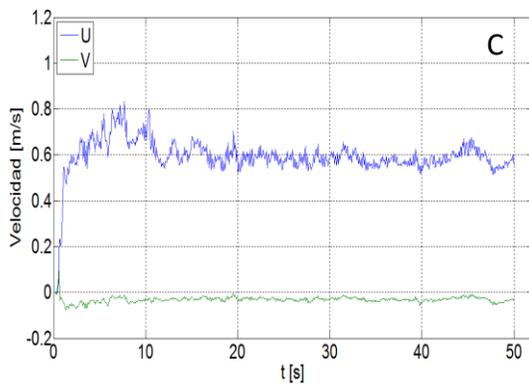


Figura A.20: Series temporales de velocidad Caso Vb



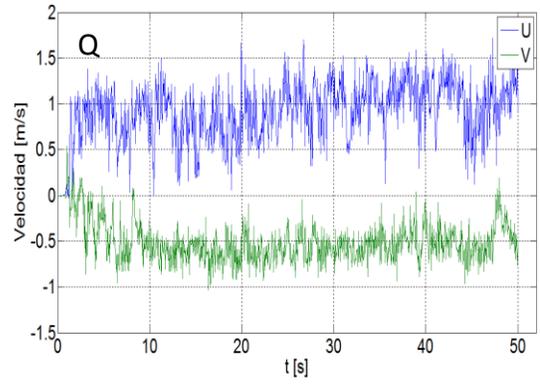
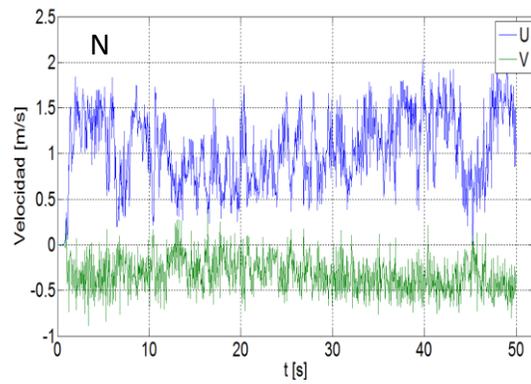
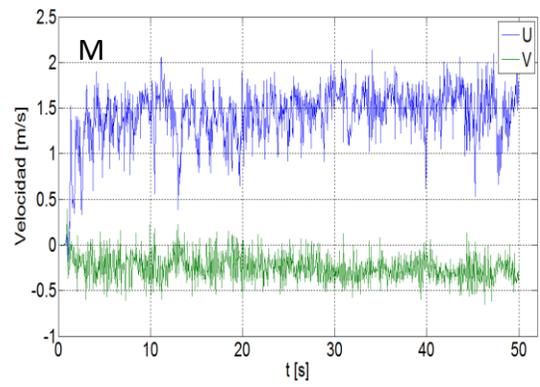
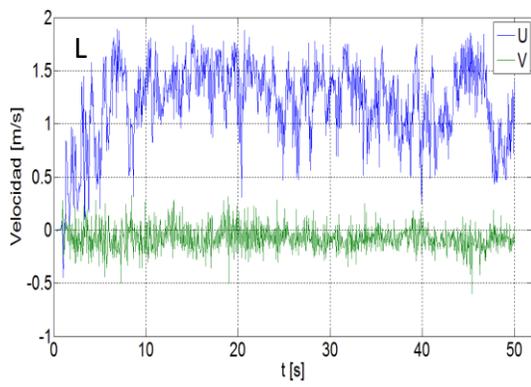
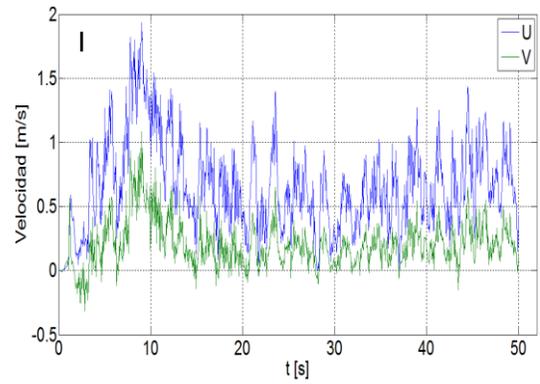
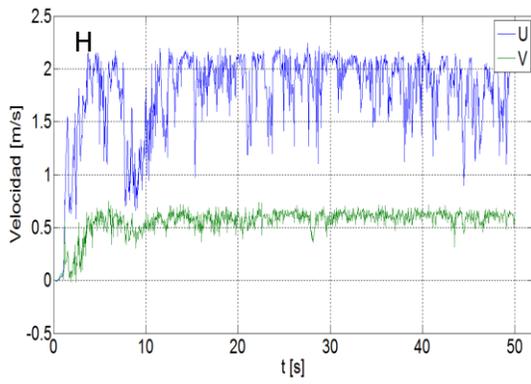
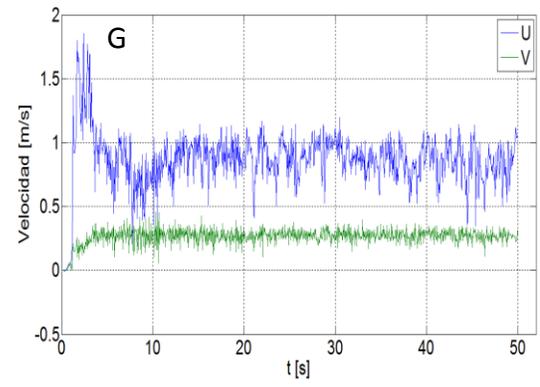
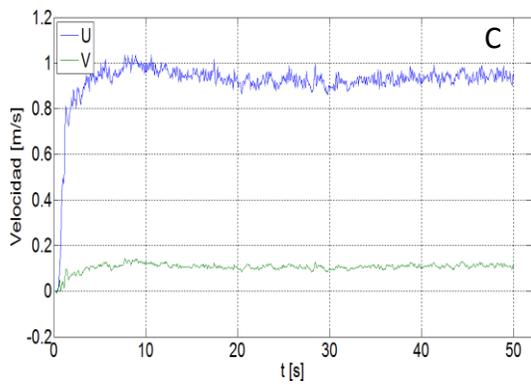


Figura A.21: Series temporales de velocidad Caso VI



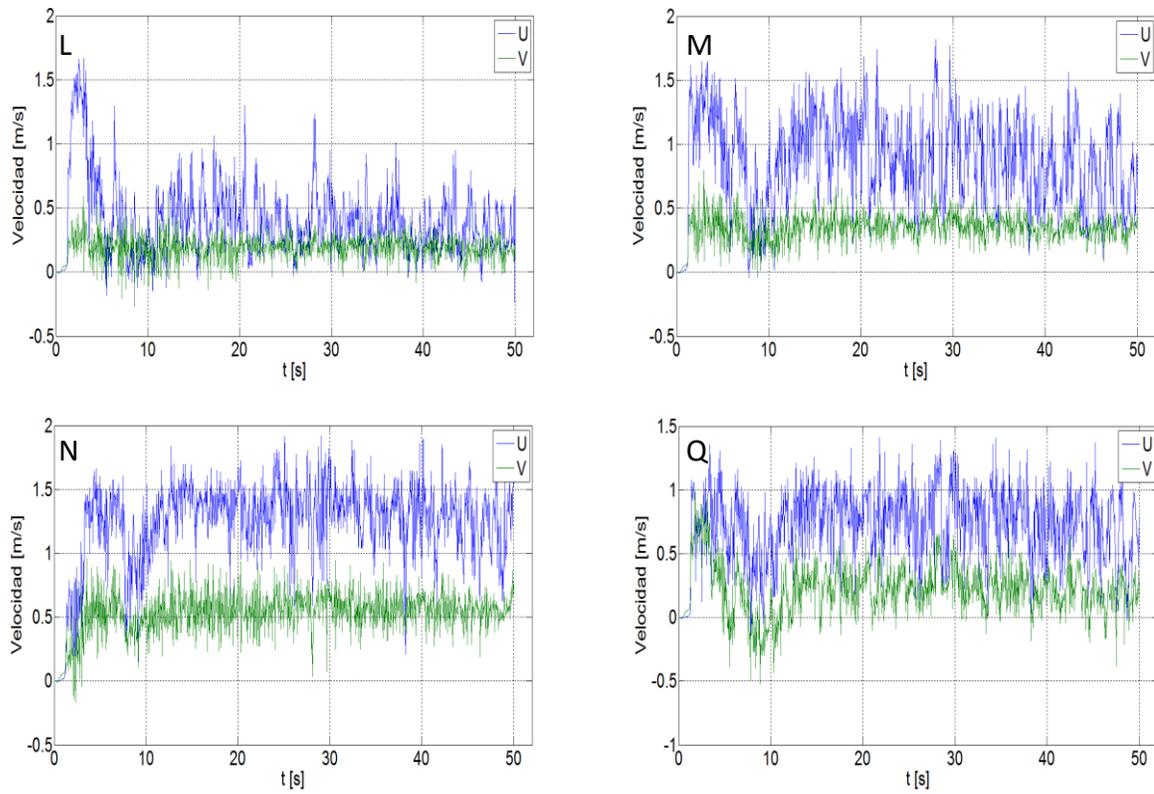


Figura A.22: Series temporales de velocidad Caso VIb

A.2 Figuras complementarias

A.2.1 Velocidad (Componente V)

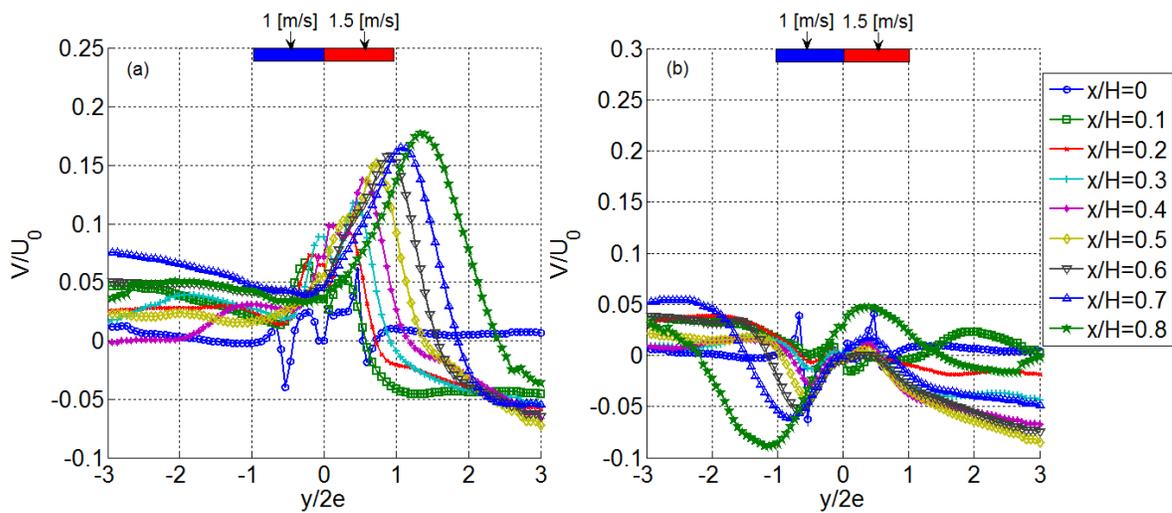


Figura A.23: Perfiles de velocidad V. a) Caso V b) Caso Vb

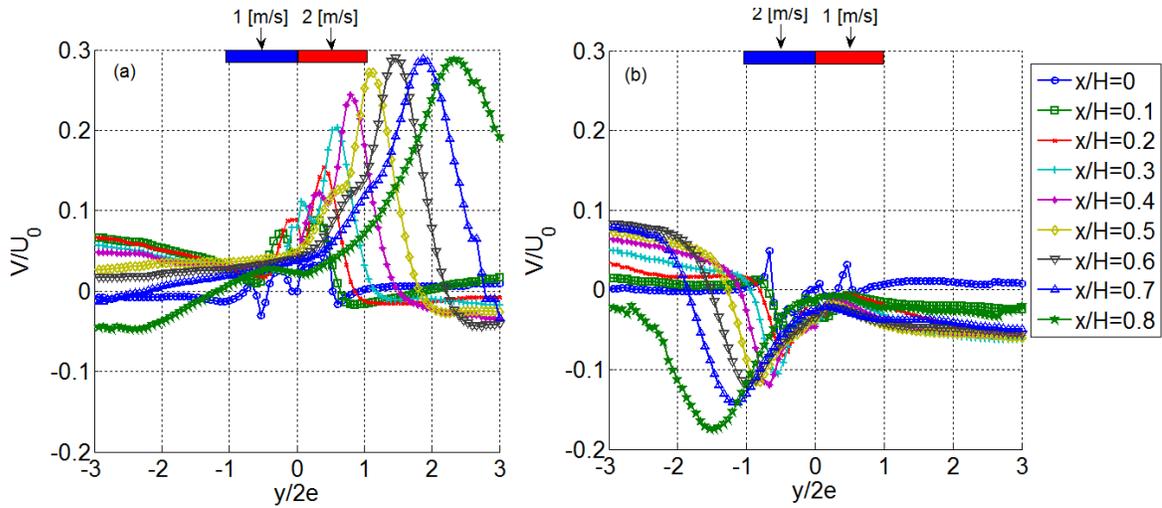


Figura A.24: Perfiles de velocidad V. a) Caso VI b) Caso VIb

A.2.2 Intensidad de turbulencia (velocidad U)

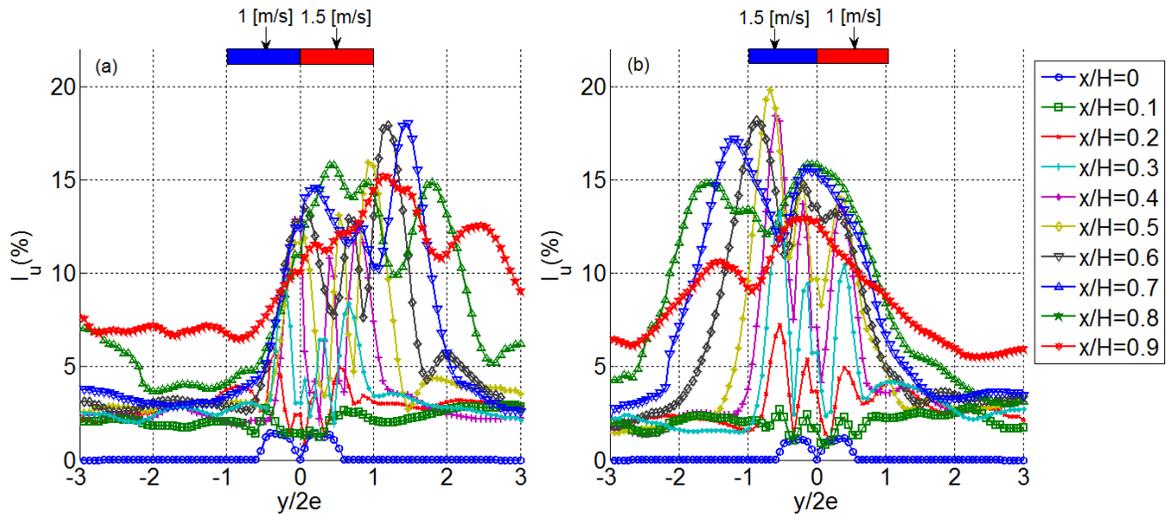


Figura A.25: Intensidad de turbulencia de velocidad U. a) Caso V b) Caso Vb

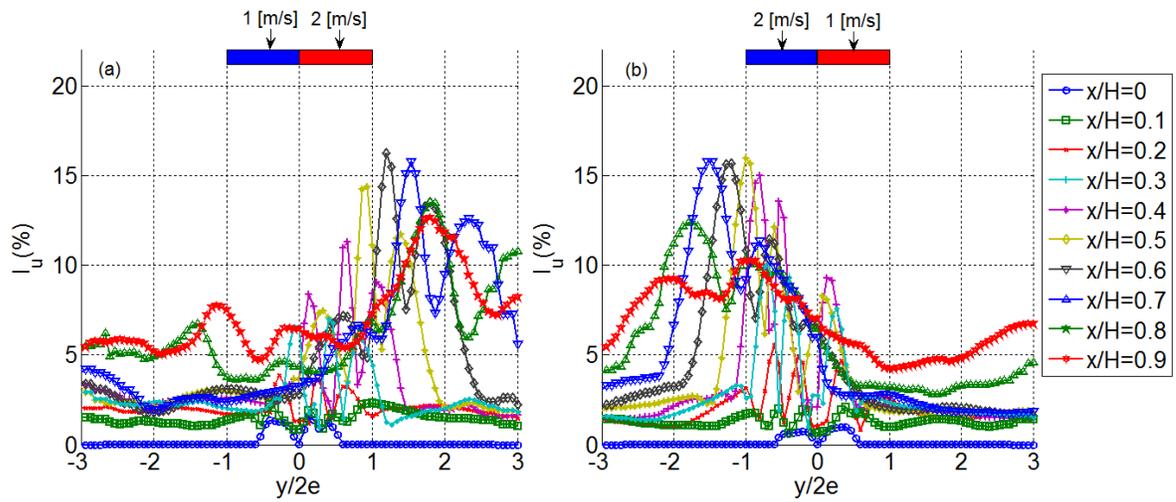


Figura A.26: Intensidad de turbulencia de velocidad U. a) Caso VI b) Caso VIb

A.2.3 Esfuerzos de Reynolds

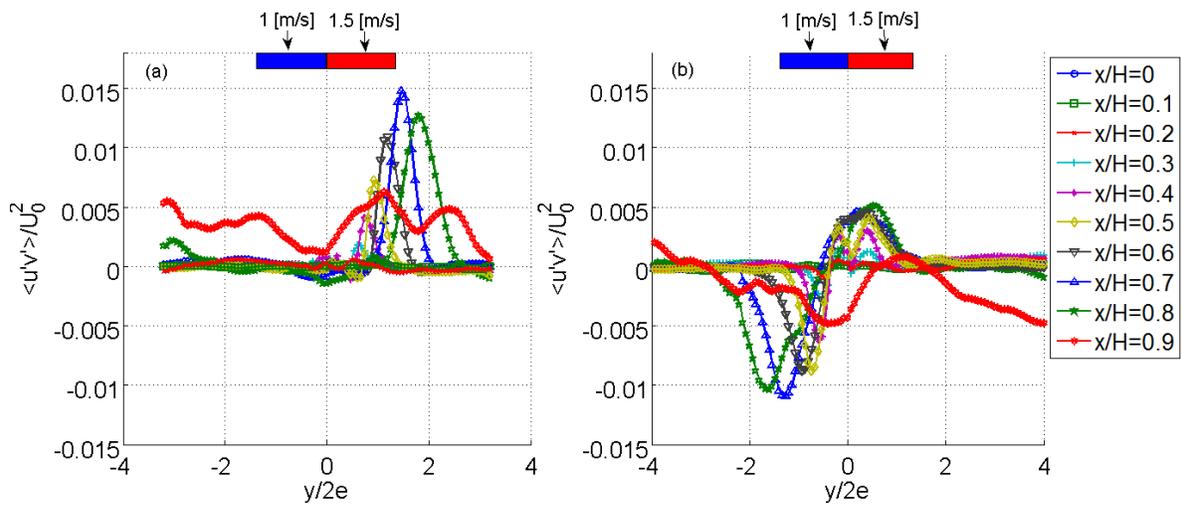


Figura A.27: Esfuerzos de Reynolds, componente $\langle u'v' \rangle$. a) Caso V b) Caso Vb

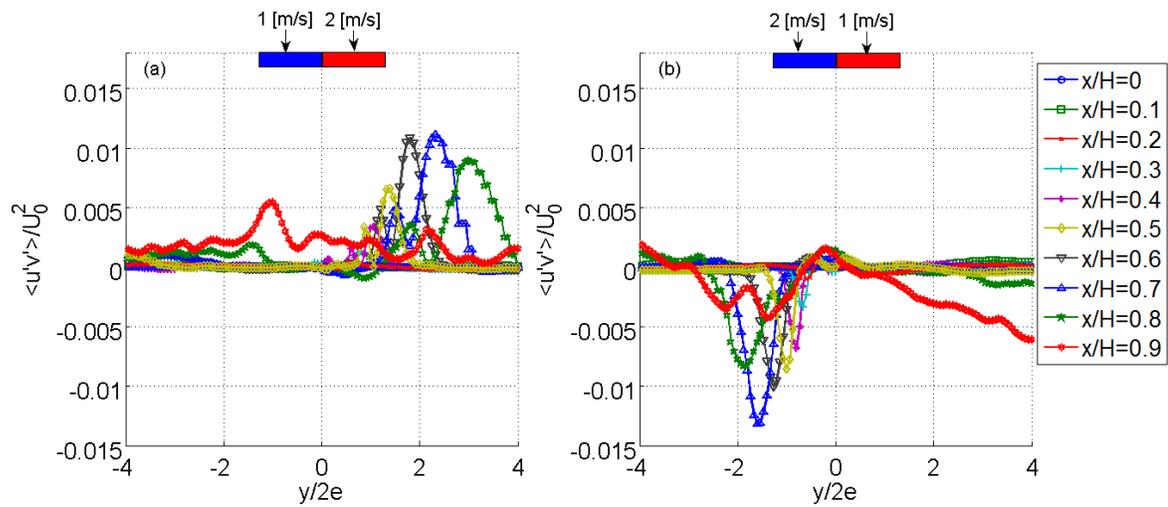


Figura A.28: Esfuerzos de Reynolds, componente $\langle u'v' \rangle$. a) Caso VI b) Caso VIIb

A.2.4 Intensidad de turbulencia (Componente V)

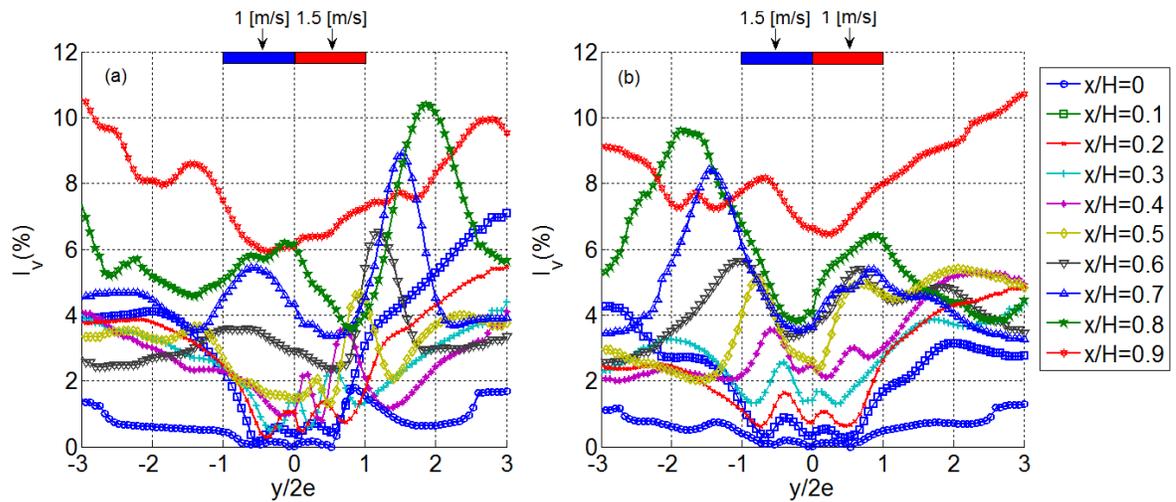


Figura A.29: Intensidad de turbulencia de velocidad V. a) Caso V b) Caso Vb

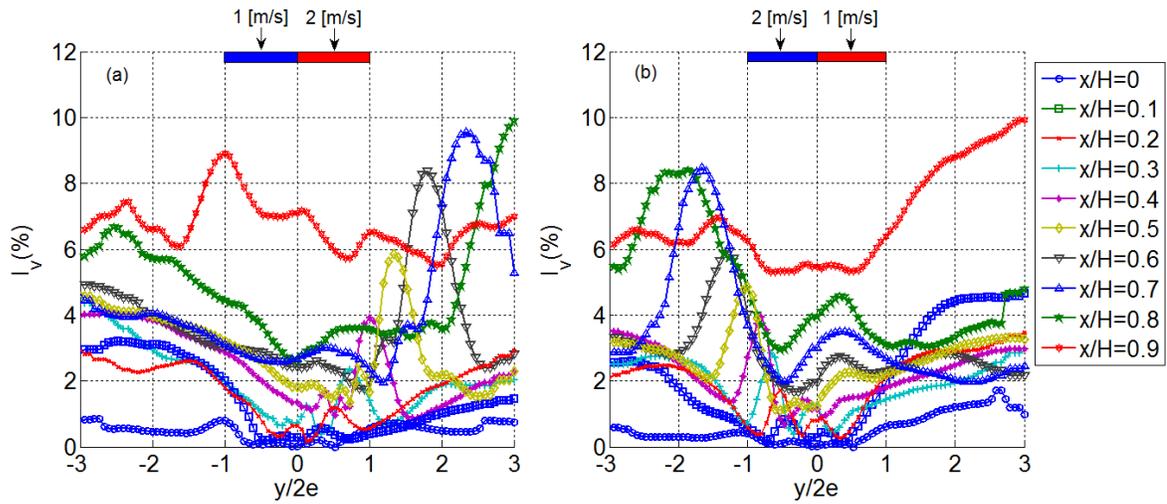


Figura A.30: Intensidad de turbulencia de velocidad V. a) Caso VI b) Caso VIb

A.2.5 Intensidad de turbulencia térmica

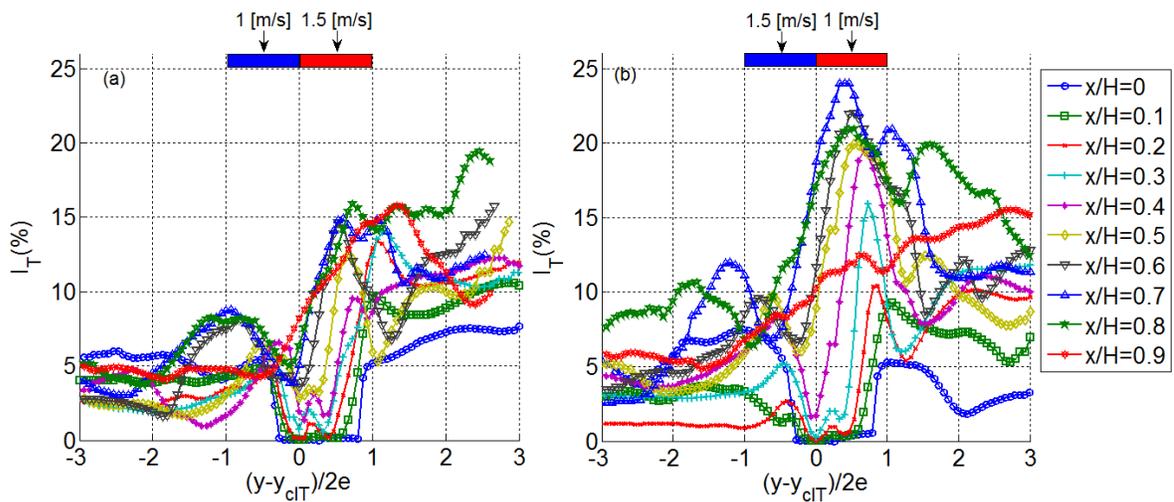


Figura A.31: Intensidad de turbulencia térmica. a) Caso V b) Caso Vb

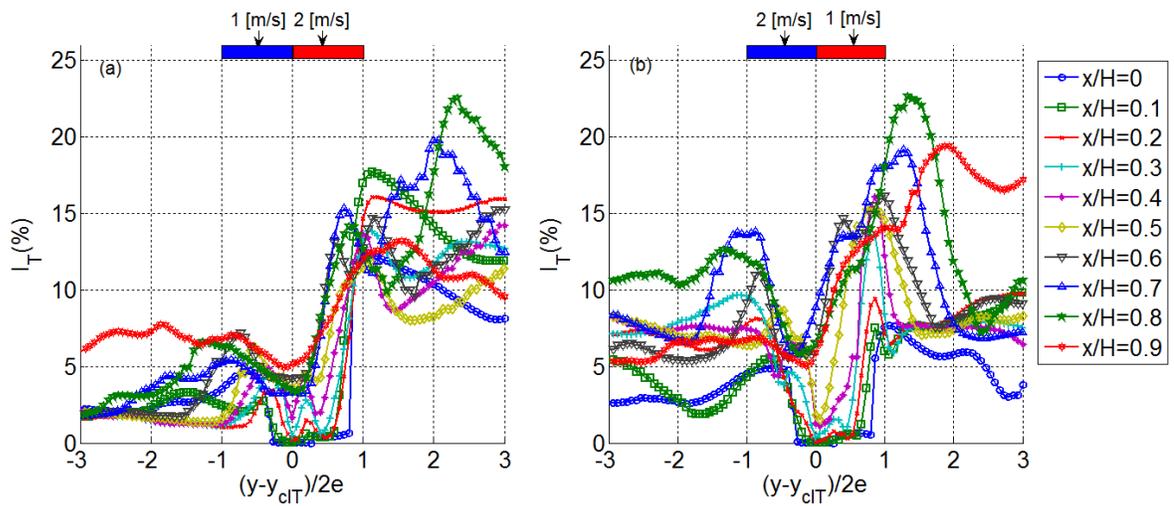


Figura A.32: Intensidad de turbulencia térmica. a) Caso VI b) Caso VIb

A.2.6 Transporte de calor turbulento en la dirección x

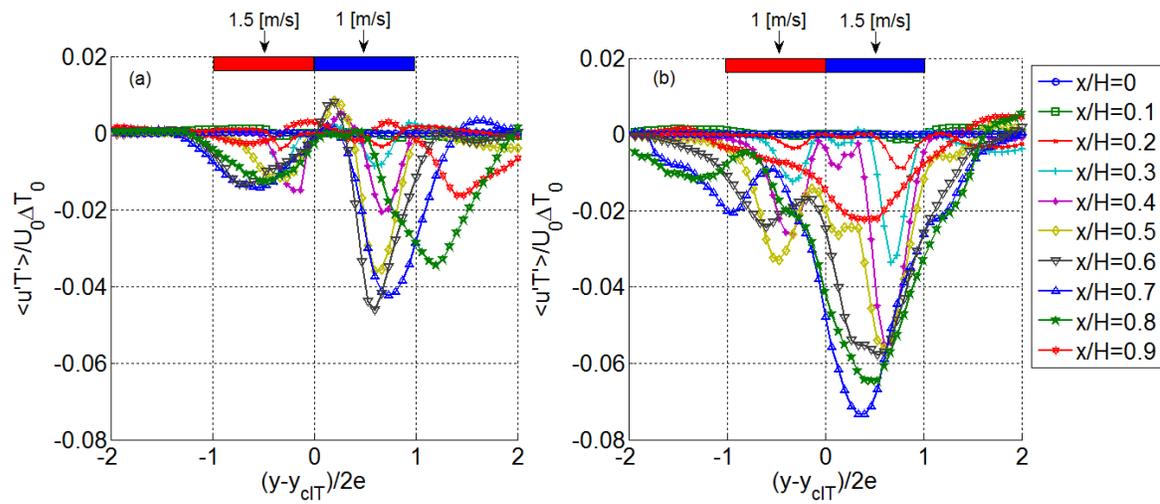


Figura A.33: Transporte turbulento de calor en la dirección x. a) Caso V b) Caso Vb

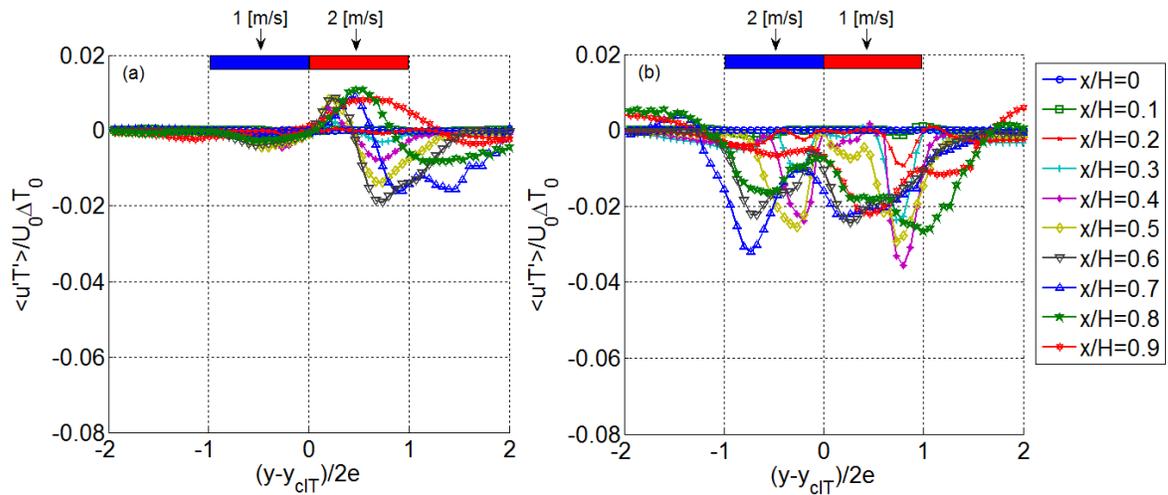


Figura A.34: Transporte turbulento de calor en la dirección x. a) caso VI b) Caso VIb

A.2.7 Transporte de calor turbulento en la dirección y

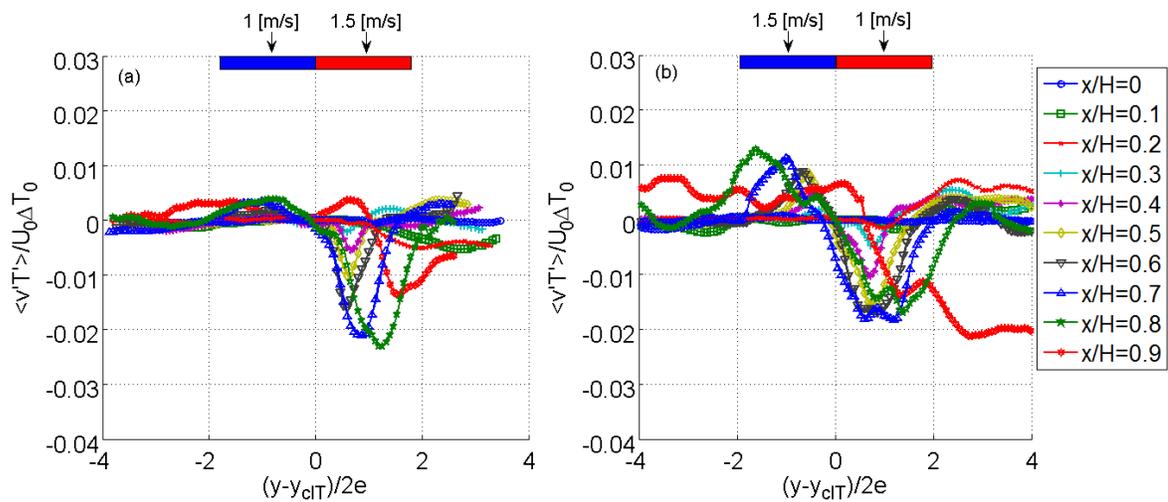


Figura A.35: Transporte turbulento de calor en la dirección y. a) Caso V b) caso Vb

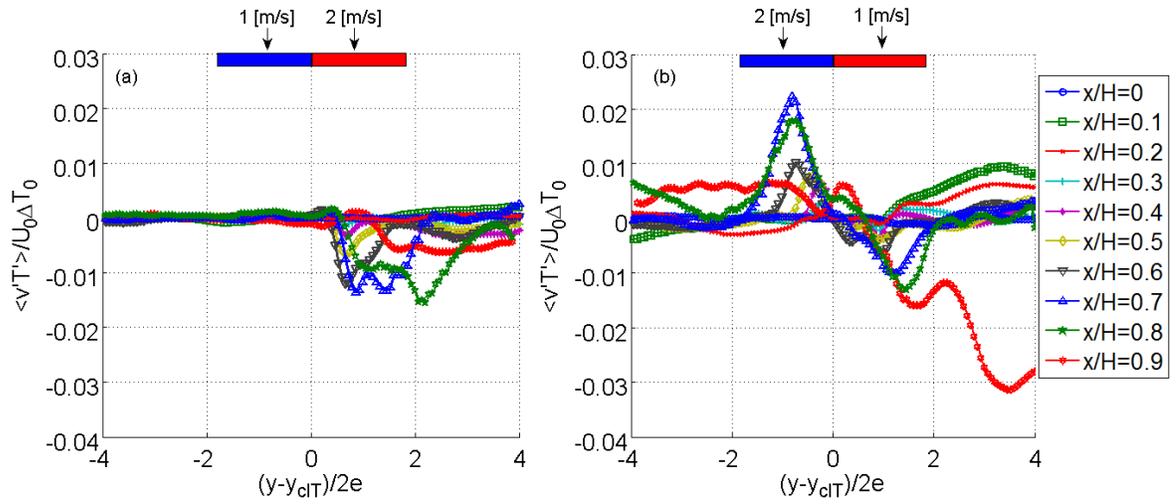


Figura A.36: Transporte turbulento de calor en la dirección y. a) Caso VI b) Caso VIb

Apéndice B

A continuación se describen las ecuaciones gobernantes en FDS, cabe destacar que este software CFD está pensado en simular el transporte de calor y humos provenientes incendios y trabaja con la suposición de flujo a baja velocidad para dar énfasis al transporte de energía. Además como se dijo al comienzo de éste estudio, la turbulencia puede ser modelada mediante el modelo de turbulencia LES o bien mediante DNS. Para un estudio más detallado de los contenidos de éste capítulo es recomendable consultar el *Manual de Usuario de FDS*, McGrattan et al. [19].

Por último, para el estudio de los métodos numéricos usados para resolver las ecuaciones de éste capítulo es conveniente consultar la *Guía de Referencia Técnica de FDS*, McGrattan et al. [20].

B.1 Modelo Hidrodinámico

El modelo utiliza una forma aproximada de las ecuaciones de Navier-Stokes apropiadas para números de Mach pequeños. La aproximación filtra las ondas acústicas, mientras que permite grandes variaciones de temperatura y densidad. Lo anterior entrega ecuaciones de carácter elíptico, consistentes en fenómenos a bajas velocidades y procesos térmicos convectivos.

B.1.1 Ecuaciones Fundamentales de Conservación

- **Conservación de masa**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot u = \dot{m}_b''' \quad (\text{B.1})$$

- **Conservación de Cantidad de Movimiento (Segunda ley de Newton)**

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \nabla \cdot \rho u u + \nabla p = \rho g + f_b + \nabla \cdot T_{ij} \quad (\text{B.2})$$

- **Conservación de Energía (Primera ley de la Termodinámica)**

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot \rho h u = \frac{Dp}{Dt} + \dot{q}''' - \dot{q}_b''' - \nabla \cdot \dot{q}'' + \epsilon' \quad (\text{B.3})$$

- **Ecuación de Estado de Gas Ideal**

$$p = \frac{\rho \mathcal{R} T}{W} \quad (\text{B.4})$$

Notar que este set de ecuaciones es un conjunto de seis ecuaciones diferenciales parciales y seis incógnitas, todas funciones de las tres dimensiones espaciales y el tiempo: la densidad ρ , las tres componentes de la velocidad $u = (u, v, w)$, la temperatura T y la presión p . La entalpía sensible h , es función de la temperatura:

$$h = \int_{T_0}^T c_p(T') dT' \quad (\text{B.5})$$

La intención de la notación adoptada en las ecuaciones anteriores, es mostrarlas de la forma más simple y compacta posible. Sin embargo, cuando estas son expandidas, son demasiado abultadas, por lo que a continuación se presenta una breve explicación de los términos. En general, notar que los términos en **negrita** corresponden a vectores y los que además tienen subíndices ij representan tensores o matrices de 3×3 .

La ecuación de conservación de masa es a menudo escrita en términos de las fracciones de masa de las especies individuales gaseosas, Y_α :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_\alpha) + \nabla \cdot \rho Y_\alpha u = \nabla \cdot \rho D_\alpha \nabla Y_\alpha + \dot{m}_\alpha''' + m_{b,\alpha}''' \quad (\text{B.6})$$

Ahora bien, sumando estas ecuaciones sobre todas las especies, se obtiene la ecuación original de conservación de masa, debido a que $\sum Y_\alpha = 1$, $\sum \dot{m}_\alpha''' = 0$ y $\sum m_{b,\alpha}''' = \dot{m}_b$, por definición y porque se asume que $\sum \rho D_\alpha \nabla Y_\alpha = 0$.

En la ecuación de cantidad de movimiento, el término uu es un tensor dialítico, formado en estricto rigor por la multiplicación de los vectores u^T y u . El término, $\nabla \cdot \rho uu$, es un vector formado por la aplicación del operador nabla $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$, al tensor anterior. El término de fuerza f_b representa las fuerzas externas, como por ejemplo el arrastre producido por las gotas líquidas. Finalmente en tensor de esfuerzos T_{ij} se define de la siguiente manera:

$$T_{ij} = \mu \left(2S_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\nabla \cdot u) \right); \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i=j \\ 0 & i \neq j \end{cases}; S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right); i, j = 1, 2, 3 \quad (\text{B.7})$$

Donde el término S_{ij} es el tensor de deformaciones, escrito en la notación convencional; y μ_m es la viscosidad dinámica del fluido.

En la ecuación de energía, notar el uso de la derivada material, $D() / Dt = \partial() / \partial t + u \cdot \nabla()$. El término \dot{q}_b''' es la tasa de calor liberado por unidad de volumen desde una reacción química, el término \dot{q}_b''' es la energía transferida a las gotas evaporadas y el término \dot{q}'' representa los flujos de calor conductivo y radiativo:

$$\dot{q}'' = -k\nabla T - \sum_{\alpha} h_{\alpha} \rho D_{\alpha} \nabla Y_{\alpha} + \dot{q}''_r \quad (\text{B.8})$$

Donde k es la conductividad térmica.

El término ϵ en la ecuación de energía es conocido como la tasa de disipación, que corresponde a la tasa de transferencia de energía cinética en energía térmica debido a la viscosidad del fluido:

$$\begin{aligned} \epsilon &\equiv T_{ij} \cdot \nabla u = \mu \left(2S_{ij} \cdot S_{ij} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot u)^2 \right) \\ &= \mu \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \\ &+ \mu \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Este término usualmente es ignorado debido a que es muy pequeño en relación a la tasa de liberación de calor del fuego. Sin embargo, es incluido aquí porque juega un rol no menor en la discusión de *Large Eddy simulation*.

Las únicas hipótesis aplicadas hasta el momento son considerar que: el fluido se comporta como Gas Ideal; que los esfuerzos son linealmente dependientes de las deformaciones; que el calor es conducido según la ley de Fourier; y que la difusión de especies gaseosas es de acuerdo a la ley de Fick. En las secciones posteriores, hipótesis adicionales serán incluidas en las ecuaciones gobernantes, para que estas se apliquen al fuego y a procesos térmicos de baja velocidad. Las suposiciones más relevantes, son las relacionadas con el tratamiento de los términos de difusión y producción, los cuales diferencian un tipo de modelo CFD con otro.

B.1.2 Hipótesis de bajo Número de Mach y Ecuación de Estado

Una característica representativa de un modelo CFD es el régimen de velocidad de flujo (relativo a la velocidad del sonido) para el cual está diseñado. Los códigos de flujos de alta velocidad involucran efectos de la compresibilidad y ondas de choque. Por otro lado, aquellos de flujos de baja velocidad eliminan explícitamente los efectos de la compresibilidad, que son dados por el aumento de ondas acústicas (sonido). Las ecuaciones de Navier-Stokes describen la propagación de la información a velocidad comparable con la del flujo, luego para resolver de una forma discretizada dichas ecuaciones a velocidades comparables con la del sonido (300m/s), se requerirían pasos de tiempo extremadamente pequeños, haciendo las simulaciones muy difíciles e incluso impracticables.

En la versión 5 de FDS, se asume que la presión se descompone (es la suma), de la presión ambiente y una perturbación inducida por el flujo:

$$p(x,t) = \bar{p}_m(z,t) + p(x,t) \quad (\text{B.10})$$

Notar que la presión ambiente es función de la coordenada espacial vertical y para la mayoría de las aplicaciones de fuego cambia muy poco con la altura y el tiempo. La finalidad de descomponer la presión, es que para flujos con número de Mach bajo, se puede asumir que la temperatura y la densidad son inversamente proporcionales debido a la ecuación de estado de gas ideal:

$$\bar{p}_m = \frac{\rho T \mathfrak{R}}{W} \quad (\text{B.11})$$

Donde la presión p , fue reemplazada por la presión \bar{p}_m , para descartar las ondas de sonido que viajan a velocidades que son mucho más rápidas que las típicas velocidades de flujo esperadas en aplicaciones con fuego.

La hipótesis de bajo número de Mach tiene dos propósitos: primero, el filtrado de las ondas de sonido que significa que el paso de tiempo en el algoritmo numérico es influenciado solo por la velocidad del flujo y no por la velocidad del sonido; y segundo, que la ecuación de estado modificada, implica una reducción de una variable en el sistema de ecuaciones gobernantes.

B.1.3 Combinación de Ecuaciones de Masa y Energía vía Divergencia

Debido a la hipótesis de bajo número de Mach, la divergencia del flujo, $\nabla \cdot u$, juega un rol muy importante en el esquema general de la solución. La divergencia es obtenida tomando la derivada total de la ecuación de estado modificada y sustituyendo términos de las ecuaciones de conservación de masa y energía. Adicionalmente, son necesarios otros supuestos: primero, definir el calor específico de la mezcla como una constante, $C_p = \sum_{\alpha} C_{p,\alpha} Y_{\alpha}$, donde $C_{p,\alpha}$ es el calor específico de la especie α dependiente de la temperatura; y segundo, definir la entalpía como $h = \sum_{\alpha} h_{\alpha} Y_{\alpha}$, donde $h_{\alpha} = \int_{T_{ref}}^T c_{p,\alpha}(T') dT'$. De esta forma la derivada total de la presión ambiente, $\bar{p}_m(z,t)$ es escrita así:

$$\frac{D\bar{p}_m}{Dt} = \frac{\partial \bar{p}_m}{\partial t} + w \frac{\partial \bar{p}_m}{\partial z} = \frac{\partial \bar{p}_m}{\partial t} - w \rho_m g \quad (\text{B.12})$$

Luego, la divergencia puede ser escrita de la siguiente forma:

$$\nabla \cdot u = D + P \frac{\partial \bar{p}_m}{\partial t} \quad (\text{B.13})$$

Donde:

$$D = \frac{\dot{m}_b''' W}{\rho W_b} + \frac{\mathfrak{R}}{W c_p p_m} (\dot{q}''' - \dot{q}_b''' - \nabla \cdot \dot{q}''') - P w \rho_m g + \quad (\text{B.14})$$

$$+ \frac{W}{\rho} \sum_{\alpha} \nabla \cdot \rho D_{\alpha} \nabla (Y_{\alpha} / W_{\alpha}) - \frac{\mathfrak{R}}{W c_p p_m} \sum_{\alpha} h_{\alpha} \nabla \cdot \rho D_{\alpha} \nabla Y_{\alpha} + \frac{1}{\rho} \sum_{\alpha} \left(\frac{W}{W_{\alpha}} - \frac{h_{\alpha}}{C_p T} \right) \dot{m}_{\alpha}''' \quad (\text{B.15})$$

$$P = \frac{1}{p_m} \left(\frac{\mathfrak{R}}{W c_p} - 1 \right)$$

Las contribuciones a la divergencia del flujo incluyen la tasa de calor liberado por el fuego, \dot{q}''' , el calor perdido en la evaporación de gotas, \dot{m}_b''' , el flujo neto de calor térmico de conducción y radiación, $\nabla \cdot \dot{q}'''$, corrientes ascendentes de aire por sobre alturas considerables en la atmósfera, el flujo neto de masa de la difusión y producción de especies gaseosas, y los cambios globales de presión.

B.1.4 Ecuación de Cantidad de Movimiento

La ecuación de cantidad de movimiento es simplificada para hacer más fácil la resolución numérica. Con antelación se presentó la forma no conservativa de la ecuación de cantidad de movimiento:

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + (u \cdot \nabla) u \right) + \nabla p = \rho g + f_b + \nabla \cdot T_{ij} \quad (\text{B.16})$$

Luego, se deben realizar las siguientes sustituciones a la ecuación previa:

1. Sustraer el gradiente de la presión hidrostática a ambos lados. Notar que $\nabla p = \rho g + \nabla p$.
2. Aplicar la identidad vectorial: $(u \cdot \nabla) u = \nabla |u|^2 / 2 - u \times w$
3. Dividir todos los términos por la densidad, ρ

4. Descomponer el término de las fluctuaciones de presión. Notar que ρ_∞ es la constante de densidad en el suelo: $\frac{p}{\rho} = \frac{\nabla p}{\rho} + \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_\infty} \nabla p \right)$

5. Definir: $H \equiv |u|^2 / 2 + \frac{p}{\rho_\infty}$

Ahora la ecuación de conservación de cantidad de movimiento se puede escribir así:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - u \times w + \nabla H + \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_\infty} \right) \nabla p = \frac{1}{\rho} [(\rho - \rho_n)g + f_b + \nabla \cdot T_{ij}] \quad (\text{B.17})$$

La resolución numérica de la ecuación de presión a través de la divergencia de la Ec. B.17 es muy simplificada, incluso se puede ignorar el último término del lado derecho, en el caso de que no aporte significativamente a la creación de vorticidad. Una evolución de la ecuación de circulación, $\Gamma = \oint u \cdot dx$, revela las fuentes de vorticidad en la ausencia de fuerzas externas, f_b :

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \oint \left(\frac{1}{\rho_\infty} - \frac{1}{\rho} \right) \nabla p \cdot dx + \oint \frac{\rho - \rho_n}{\rho} g \cdot dx + \oint \frac{\nabla \cdot T_{ij}}{\rho} \cdot dx \quad (\text{B.18})$$

Donde el primer término del lado derecho representa el torque baroclínico; el segundo, es la vorticidad inducida por empuje; y el tercero, es la vorticidad generada por esfuerzos moleculares y escala sub-grilla, como en los bordes e interfaces de corte.

B.1.5 Ecuación de Presión (Ecuación de Poisson)

La razón de ignorar el torque baroclínico o descomponer el término de presión en la ecuación de cantidad de movimiento es simplificar la ecuación diferencial parcial elíptica, tomando la divergencia de esta última ecuación:

$$\nabla^2 H = -\frac{\partial(\nabla \cdot u)}{\partial t} - \nabla \cdot F; \quad F = -u \times w + \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_\infty} \right) \nabla p - \frac{1}{\rho} ((\rho - \rho_0)g + f_b + \nabla \cdot T_{ij}) \quad (\text{B.19})$$

Notar que la presión p aparece en ambos lados de la Ec. B.19., la presión en el lado derecho, que puede ser ignorada si el torque baroclínico es considerado como no importante en el modelo, es tomada del paso de tiempo previo del esquema de marcha de tiempo explícito. Por otro lado, la presión del lado izquierdo, incorporada a través de H , es resuelta directamente. La razón de la descomposición del término de presión es que el sistema algebraico lineal que resulta de la discretización de la Ec. B.19 tiene coeficientes constantes y puede ser resuelta con gran precisión, mediante un método rápido y directo que utiliza las Transformadas de Fourier Rápidas (FFT). Las condiciones de borde de flujo o fluido forzado no son especificadas afirmando lo siguiente:

$$\frac{\partial H}{\partial n} = -F_n - \frac{\partial u_n}{\partial t} \quad (\text{B.20})$$

Donde F_n es la componente normal de F en una ventilación o un muro sólido, y $\frac{\partial u_n}{\partial t}$ es la tasa por omisión del cambio en la componente normal de la velocidad en una ventilación forzada. Inicialmente, la velocidad es cero en todas partes.

En los bordes abiertos exteriores, la presión en el término H , es prescrita dependiendo de si el flujo está entrando o saliendo:

$$H = |u|^2 / 2 \text{ flujo saliendo} \quad (\text{B.21})$$

$$H = 0 \quad \text{flujo entrando} \quad (\text{B.22})$$

La condición de flujo saliendo asume que la perturbación en la presión p es cero y que H es constante a través de las líneas de flujo. Por su parte, la condición de flujo entrando asume que H es nulo infinitamente lejos y afuera. Finalmente, entre dos mallas, la condición de borde de presión es similar a la de un borde exterior abierto, exceptuando cuando el flujo entra, en donde H es tomado de la malla adyacente.

B.1.6 Turbulencia vía Large Eddy Simulation (LES)

Como el modelo de turbulencia LES se describió a cabalidad en la Sección 2.4, solo es necesario describir la aplicación de éste al código. Cabe destacar que el modelo DNS no será descrito, ya que no se utilizó en ningún momento este estudio, producto de que la simulación del fenómeno de estudio con DNS habría resultado en tiempos de simulación impracticables.

En la ecuación de conservación de energía hay un término referido a la tasa de disipación de energía ϵ , que, como se vio en la Sección 2.4, es la tasa a la cual la energía cinética es convertida en energía térmica por la viscosidad. Para entender el origen de este término, se debe formar una ecuación de la evolución de la energía cinética del fluido, tomando el producto punto de la ecuación de conservación de movimiento (B.2) con el vector de velocidad se tiene:

$$\rho \frac{Du}{Dt} \cdot u = \rho \frac{D|u|^2}{Dt} / 2 = (\rho f_b \cdot u - \nabla p \cdot u + \nabla \cdot (T_{ij} \cdot u)) - \epsilon \quad (\text{B.23})$$

Tal como se menciona anteriormente, ϵ es una cantidad que puede ser desestimada en la ecuación de energía, pero su forma funcional es útil en la representación de la disipación de la energía

cinética del campo resuelto de flujo. Como ya se vio en la Sección 2.4 el análisis de Smagorinsky de la viscosidad tiene la siguiente forma:

$$\mu_{LES} = \rho(C_s \Delta)^2 \left(2\bar{S}_{ij} \cdot \bar{S}_{ij} - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \bar{u})^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.24})$$

Donde C_s es una constante de Smagorinsky y Δ es el largo en el orden del tamaño de la grilla. La línea sobre varios de los términos denota que son cantidades resueltas o *filtradas*, las cuales son calculadas en la malla numérica. Los otros dos parámetros difusivos: la conductividad térmica y la difusión de masa, son relacionados con la viscosidad turbulenta por:

$$k_{LES} = \frac{\mu_{LES} C_p}{Pr_t}; (\rho D)_{i,LES} = \frac{\mu_{LES}}{SC_t} \quad (\text{B.25})$$

Donde los números turbulentos de Prandtl Pr_t y Schmidt SC_t son asumidos como constantes para escenarios dados.

El modelo de viscosidad, μ_{LES} , sirve en dos ámbitos: primero, provee un efecto de estabilidad en el algoritmo numérico, amortiguando las inestabilidades numéricas en el campo del flujo, especialmente donde existe generación de vorticidad; segundo, tiene la forma matemática apropiada de describir la disipación de la energía cinética del flujo.

B.1.7 Radiación Térmica

Las pérdidas y ganancias de calor por conducción y radiación están representadas por la divergencia del vector de flujo de calor en la ecuación de energía, $\nabla \cdot \dot{q}''$. Luego, en esta sección se describen las ecuaciones relacionadas con la parte radiativa, \dot{q}_r'' .

La ecuación de transporte radiativo (RTE) para un medio de absorción/emisión y de esparcimiento es:

$$s \cdot \nabla I_\lambda(x, s) = -[k(x, \lambda) + \sigma_s(x, \lambda)]I_\lambda(x, s) + B(x, \lambda) + \frac{\sigma_s(x, \lambda)}{4\pi} \int_{4\pi} \Phi(s, s') I_\lambda(x, s') ds' \quad (\text{B.26})$$

Donde $I_\lambda(x, s)$ es la intensidad de radiación en la longitud de onda λ , s es la dirección del vector de intensidad, $k(x, \lambda)$ y $\sigma_s(x, \lambda)$ son los coeficientes de absorción local y esparcimiento respectivamente, y $B(x, \lambda)$ es el término de fuente de emisión. La integral del lado derecho

describe la dispersión desde otras direcciones. En el caso de un gas que no se dispersa, la RTE se cambia a:

$$s \cdot \nabla I_\lambda(x, s) = k(x, \lambda)[I_b(x) - I_\lambda(x, s)] \quad (\text{B.27})$$

Donde $I_b(x)$ es el término de fuente dado por la función de Planck (Ec.B.31).

En la práctica, la dependencia espectral (λ) no es resuelta minuciosamente. En cambio, el espectro de radiación es dividido en un número pequeño de bandas y las RTE separadas son derivadas para cada banda. La RTE de banda específica es:

$$s \cdot \nabla I_n(x, s) = k_n(x)[I_{b,n}(x) - I_n(x, s)], \quad n = 1 \dots N \quad (\text{B.28})$$

Donde I_n es la intensidad integrada en la banda n , y k_n es el coeficiente promedio apropiado de absorción dentro de la banda. El término de fuente, puede ser escrito como una fracción de la radiación de un cuerpo negro:

$$I_{b,n} = F_n(\lambda_{\min}, \lambda_{\max}) \sigma T^4 / \pi \quad (\text{B.29})$$

Donde σ es la constante universal de Stefan-Boltzmann. Cuando las intensidades corresponden a bandas conocidas, la intensidad total es calculada sumando sobre todas las bandas:

$$I(x, s) = \sum_{n=1}^N I_n(x, s) \quad (\text{B.30})$$

Incluso con un número pequeño razonable de bandas, resolver las múltiples RTEs consume mucho tiempo. Afortunadamente, en la mayoría de los escenarios de incendios de gran escala, el hollín es el producto de la combustión más importante que controla la radiación térmica desde el fuego y el humo caliente. Luego, como el espectro radiativo de la radiación de hollín es continuo, es posible asumir que el gas se comporta como medio gris. De esta forma, la dependencia espectral es globalizada en un solo coeficiente de absorción ($N=1$) y el término de fuente está dado por la intensidad de radiación de cuerpo negro:

$$I_b(x) = \sigma T(x)^4 / \pi \quad (\text{B.31})$$