



**UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS Y MATEMATICAS
DEPARTAMENTO DE INGENIERIA MECANICA**

**ESTUDIO NUMÉRICO DEL TRANSPORTE TURBULENTO DE CORTINAS DE AIRE
EN IMPACTO PARA EL CONFINAMIENTO DE UN ESCALAR ACTIVO**

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

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE INGENIERO CIVIL MECÁNICO

RODRIGO ANDRÉS DEMARCO BULL

**PROFESOR GUÍA:
JUAN CARLOS ELICER CORTES**

**MIEMBROS DE LA COMISIÓN:
ÁLVARO VALENCIA MUSALEM
RODRIGO HERNÁNDEZ PELLICER
JUAN DE DIOS RIVERA AGÜERO**

**SANTIAGO DE CHILE
JUNIO 2008**

Resumen

El presente trabajo consiste en el estudio numérico del confinamiento de un campo de alta temperatura, producido por una fuente de calor intenso, por medio de cortinas de aire tipo *doble jet-doble flujo* (DJ-DF), emulando las condiciones de operación de la instalación experimental construida en el marco del proyecto Fondecyt 1040498. Para este efecto se utilizó el modelo de turbulencia *Reynolds Stress Model* (RSM).

El diseño de un dispositivo de confinamiento de escalares activos mediante cortinas de aire y la simulación numérica de sus condiciones de operación con modelos turbulentos de orden superior han motivado este estudio, cuyo objetivo ulterior es proponer soluciones para la seguridad en túneles viales. La eficacia de confinamiento por barreras gaseosas abre las puertas para diseñar su aplicación tecnológica en el campo de la seguridad dentro de túneles viales, en los cuales se busca controlar el transporte de calor y los gases tóxicos producidos en caso de incendio.

La atención del estudio se centró tanto en las cortinas como en el comportamiento global del dispositivo. Simulaciones isotérmicas y no-isotérmicas fueron realizadas. Se efectuó una comparación del modelo RSM con los modelos *k-ε standard* y V2F. Se realizaron simulaciones no-isotérmicas considerando diferentes condiciones de operación del dispositivo, variando los parámetros relevantes que gobiernan los fenómenos estudiados (número de Reynolds, potencia térmica). Estas comparaciones fueron complementadas con mediciones de temperatura obtenidas de la instalación experimental. Por último, se varió el dominio de cálculo de las simulaciones: se realizó una simulación tridimensional del dispositivo y se realizó una simulación bidimensional, pero disminuyendo el largo de los circuitos de recirculación.

Las simulaciones permitieron caracterizar las distintas zonas de las cortinas DJ-DF. En las zonas cerca de las boquillas de salida las cortinas se comportan como doble jet, pero aguas abajo se comportan como un jet plano simple. Los términos de transferencia de calor turbulento permitieron identificar las zonas de inhibición y transferencia de calor por estos mecanismos. Se observó que las capas de mezcla y la zona de impacto favorecen de manera importante el transporte de calor turbulento. Al aumentar el número de Reynolds de las cortinas se obtuvo una disminución de la actividad turbulenta en el eje de la cortina favoreciendo así el confinamiento.

Se concluye que el modelo RSM se adapta mejor que los modelos citados, justificando el aumento de los recursos computacionales por la calidad de los resultados. Las simulaciones 3D indican cambios poco significativos en el comportamiento de las cortinas con respecto a los 2D, sin embargo, se predicen temperaturas mayores en la zona confinada debido a efectos radiativos en las paredes laterales. Las cortinas son en esencia bidimensionales y los efectos 3D se limitan a la zona próxima al penacho generado por la fuente térmica. La disminución de la longitud de los circuitos de recirculación del dispositivo no afecta la habilidad de confinamiento de las cortinas, pero produce un aumento global de la temperatura en la zona confinada. Dada la dispersión de los resultados al comparar el campo térmico experimental, etapas futuras de investigación numérica deben considerar las pérdidas de calor por las paredes (no adiabaticidad). Además, si se desea simular condiciones reales de incendio dentro del dispositivo, el modelo de radiación ocupado debe considerar el efecto radiativo que produce el humo dentro del túnel, que debería afectar la temperatura y dinámica de los flujos.

Agradecimientos

La realización de esta tesis fue posible gracias al financiamiento brindado por el proyecto Fondecyt 1040498 y por el proyecto Enlace 07/07 de la VID de la Universidad de Chile.

Con estas palabras quisiera agradecer a todas las personas que colaboraron tanto directa como indirectamente en la realización de esta tesis:

En un principio quisiera agradecer al subdirector del Centro de Modelamiento Matemático (CMM) don Alejandro Jofré por permitirme utilizar los recursos computacionales del centro, los cuales fueron de gran ayuda para la realización de este estudio. Además quiero agradecer a Juan Carlos Maureira, administrador del cluster (syntagma) por las gestiones y el esfuerzo que hizo para que éste funcionara correctamente.

También quisiera agradecer al Programa de Doctorado de Fluidodinámica y en particular al profesor Álvaro Valencia por permitirme utilizar los recursos computacionales de este programa. Sin estos el desarrollo de esta tesis habría tomado bastante más tiempo del que fue requerido. En particular quiero agradecer a Mauricio Wittenberg, administrador de estos computadores, ya que fue él quien se encargó de que el software funcionara en su formulación en paralelo, dedicando gran parte de su tiempo en explicarme como funciona el cluster y solucionando los problemas que me iban saliendo en el camino. Su desinteresada labor fue la que más trascendió en el presente trabajo.

Un especial agradecimiento a don Juan Carlos Elicer, profesor guía de esta tesis e investigador responsable del proyecto. Gracias por permitirme participar de su proyecto, el cual me parece muy interesante y con un gran potencial como plataforma para el desarrollo hacia la seguridad en instalaciones viales. Gracias por la confianza que depositó en mí y por estar siempre dispuesto a responder mis dudas. Espero haber aportado con mis ideas en pos de este proyecto. Invaluables fueron las distendidas e informales conversaciones que tuvimos sobre los más diversos temas.

A los miembros de la comisión, don Álvaro Valencia, don Rodrigo Hernández y don Juan de Dios Rivera, muchas gracias por sus comentarios y opiniones, cooperando con sus conocimientos al mejoramiento de este trabajo.

Muy importante para mí representó el apoyo y cariño brindado por mis padres y hermanos, a los cuales estoy eternamente agradecido. A mis padres les doy las gracias por el esfuerzo realizado para darme la educación que tuve y espero estén orgullosos de mí y del esfuerzo invertido en obtener mi título de ingeniero y magíster. También tengo que destacar el apoyo recibido por parte de mis amigos, los cuales, cada uno a su manera, me incentivó para que diera lo mejor de mí en este trabajo. Por último, quiero agradecer a mi polola Bernardita, la cual me ha acompañado todos estos años de mi vida universitaria; sin tu apoyo y paciencia no habría podido terminar esta tesis de la forma como yo quería.

Contenido

ÍNDICE DE FIGURAS	VII
ÍNDICE DE TABLAS	XIII
NOMENCLATURA.....	XIV
1 GENERAL.....	1
1.1 INTRODUCCIÓN	1
1.2 OBJETIVO GENERAL	3
1.3 OBJETIVOS ESPECÍFICOS.....	3
1.4 METODOLOGÍA.....	4
1.5 ALCANCES	4
1.6 ORGANIZACIÓN DEL INFORME	4
2 JET PLANO TURBULENTO	6
2.1 DESCRIPCIÓN DEL FLUJO	6
2.2 CAMPO DE VELOCIDAD, COMPONENTE MEDIA Y FLUCTUANTE	8
2.3 CARACTERÍSTICAS DE UN JET EN IMPACTO.....	9
2.4 ZONAS DE UN JET PLANO EN IMPACTO.....	11
2.4.1 Zona Potencial.....	12
2.4.2 Zona de Transición.....	13
2.4.3 Zona Desarrollada	14
2.4.3.1 Self-similarity.....	14
2.4.3.2 Auto-similitud en jets planos.....	15
2.4.4 Zona de impacto	18
2.5 INFLUENCIA DE PARÁMETROS GEOMÉTRICOS.....	19
2.5.1 Razón de apertura H/e	19
2.5.2 Comparación de escalas.....	20
2.6 CONFIGURACIÓN DOBLE JET-DOBLE FLUJO	21
3 MODELACIÓN MATEMÁTICA.....	23
3.1 ECUACIONES DE BALANCE.....	23
3.1.1 Ecuación de Conservación de Masa.....	23
3.1.2 Ecuación de Balance de Cantidad de Movimiento	23
3.1.3 Ecuación de Balance de Energía.....	24
3.2 MODELACIÓN DE LA TURBULENCIA	24
3.2.1 Distintos enfoques.....	24
3.2.2 Modelo de turbulencia Reynolds Stress Model (RSM)	25
3.2.3 Ecuaciones de transporte de los esfuerzos de Reynolds	26
3.2.3.1 Modelación del Transporte Difusivo Turbulento	27
3.2.3.2 Modelación del término Presión-Deformación	27
3.2.3.2.1 Modelo Presión-Deformación Lineal.....	27
3.2.3.2.2 Modificaciones para bajos Re al modelo de Presión-Deformación Lineal.....	28
3.2.3.2.3 Modelo de Presión-Deformación Cuadrático.....	28
3.2.3.3 Efectos de Buoyancy en la Turbulencia	29
3.2.3.4 Modelación de la Energía Cinética Turbulenta	29
3.2.3.5 Modelación de la Tasa de Disipación.....	30
3.2.3.6 Modelación de la Viscosidad Turbulenta	30
3.2.4 Condición de Borde para los Esfuerzos de Reynolds	30
3.2.5 Modelación de la convección de calor y transferencia de masa	31
3.2.6 Modelo de turbulencia $V2F$	31
3.2.7 Modelo de turbulencia $k-\varepsilon$	33
3.3 TRATAMIENTOS DE PARED.....	33
3.3.1 Funciones de pared standard	35

3.3.2	<i>Funciones de pared de no equilibrio</i>	37
3.4	MODELACIÓN DE TRANSFERENCIA DE CALOR POR RADIACIÓN	38
3.4.1	<i>Modelo de radiación S2S</i>	39
3.4.1.1	Clustering.....	41
3.4.1.2	Smoothing.....	41
4	MODELACIÓN COMPUTACIONAL	42
4.1	GEOMETRÍA Y CONFIGURACIÓN	42
4.2	CONDICIONES DE BORDE	44
4.3	PROPIEDADES.....	44
4.4	MÉTODOS DE RESOLUCIÓN.....	45
4.5	DISCRETIZACIÓN.....	47
4.6	LINEALIZACIÓN DE LAS ECUACIONES DISCRETIZADAS	48
4.7	DISCRETIZACIÓN TEMPORAL.....	48
5	VALIDACIÓN DEL MODELO DE TURBULENCIA	50
5.1	INDEPENDENCIA DE LA MALLA	50
5.1.1	<i>Dominio y consideraciones generales</i>	51
5.1.2	<i>Análisis caso 2-D</i>	52
5.1.2.1	Perfiles transversales.....	52
5.1.2.2	Influencia de la malla en un parámetro de interés global	55
5.1.3	<i>Análisis caso 3-D</i>	56
5.1.3.1	Perfiles trasversales.....	56
5.1.3.2	Influencia de la malla en un parámetro de interés global	59
5.2	COMPARACIÓN CON DATOS EXPERIMENTALES	60
5.2.1	<i>Comparación en campos de velocidad media y energía cinética turbulenta</i>	61
5.2.2	<i>Comparación de la velocidad media en el eje de la cortina</i>	63
5.2.3	<i>Comparación en perfiles transversales de la cortina</i>	64
5.3	CONCLUSIONES DEL CAPÍTULO.....	70
6	CARACTERIZACIÓN DE UN DOBLE JET-DOBLE FLUJO	71
6.1	DESCRIPCIÓN DEL CASO	71
6.2	DISTRIBUCIÓN DE VELOCIDAD Y TURBULENCIA EN EL DOBLE JET-DOBLE FLUJO	72
6.3	DISTRIBUCIÓN DE LA TEMPERATURA Y TÉRMINOS FLUCTUANTES ASOCIADOS AL DOBLE JET-DOBLE FLUJO 80	
6.4	SEMIANCHO Y AUTOSIMILITUD EN EL FLUJO	84
6.5	CONCLUSIONES DEL CAPÍTULO.....	88
7	EFFECTO DE LA TEMPERATURA EN EL DISPOSITIVO DE CONFINAMIENTO	90
7.1	DESCRIPCIÓN CASO ISOTÉRMICO.....	90
7.2	EFFECTOS EN LAS BOQUILLAS DE LAS CORTINAS	91
7.3	EFFECTOS EN LOS CAMPOS MEDIOS.....	93
7.4	EFFECTOS EN LOS PERFILES TRANSVERSALES	96
7.5	CONCLUSIONES DEL CAPÍTULO.....	107
8	COMPARACIÓN DEL MODELO DE TURBULENCIA	108
8.1	DESCRIPCIÓN DE LOS MODELOS	108
8.2	COMPARACIÓN EN CAMPOS MEDIOS.....	109
8.3	COMPARACIÓN EN EJE CENTRAL DE LA CORTINA	112
8.4	COMPARACIÓN EN NIVELES TRANSVERSALES	115
8.5	CONCLUSIONES DEL CAPÍTULO.....	121
9	VARIACIÓN DEL NÚMERO DE REYNOLDS	122
9.1	VARIACIÓN DEL ΔP DE LOS VENTILADORES.....	122
9.1.1	<i>Efecto en la boquilla de la cortina</i>	122
9.1.2	<i>Efecto en el campo de temperatura</i>	125
9.1.3	<i>Efecto en el eje de la cortina</i>	129
9.1.4	<i>Efecto en perfiles transversales</i>	130
9.2	VARIACIÓN DE LA POTENCIA DE LA FUENTE DE CALOR	142

9.2.1	<i>Efecto en la boquilla de la cortina</i>	142
9.2.2	<i>Efecto en el campo de temperatura</i>	144
9.2.3	<i>Efecto en el eje de la cortina</i>	145
9.2.4	<i>Efecto en perfiles transversales</i>	147
9.3	CONCLUSIONES DEL CAPÍTULO.....	155
10	COMPARACIÓN DEL DOMINIO UTILIZADO	157
10.1	COMPARACIÓN ENTRE DOMINIO 2-D Y 3-D.....	157
10.1.1	<i>Comparación en campos medios</i>	157
10.1.2	<i>Comparación en niveles transversales</i>	161
10.1.3	<i>Conclusiones comparación entre dominio 2-D y 3-D</i>	169
10.2	INFLUENCIA DEL LARGO DE LOS CIRCUITOS DE RECIRCULACIÓN.....	170
10.2.1	<i>Valores obtenidos en las boquillas</i>	170
10.2.2	<i>Efecto en campos medios</i>	171
10.2.3	<i>Efecto en niveles transversales</i>	173
10.2.4	<i>Conclusiones influencia largo de circuitos de recirculación</i>	176
11	CONCLUSIONES	177
12	BIBLIOGRAFÍA	180
	ANEXO A: LEYES DE SIMILITUD	182

Índice de Figuras

Figura 1-1: Esquema del dispositivo de confinación de escalares activos	2
Figura 2-1: Jets turbulentos, $Re = 5000$ (izq.) y $Re = 20000$ (der.), extraído de Pope [5].	6
Figura 2-2: Características geométricas y cinemáticas de un jet plano en impacto	7
Figura 2-3: Perfil de velocidad a la salida de la boquilla de un jet plano en impacto, Maurel (2001).	10
Figura 2-4: Perfiles radiales de velocidad media axial para un jet turbulento circular, $Re=95500$. (Adaptado de los datos de Hussein et al. (1994).	10
Figura 2-5: Regiones de un jet plano en impacto	11
Figura 2-6: Distribución del coeficiente de correlación, $Re=52.500$, $e=40\text{mm}$, Sunyach y Mathieu (1969)	13
Figura 2-7: Jets planos en impacto con inestabilidades simétricas, $Re=1000$ (izq.), $Re=3000$ (der.).	14
Figura 2-8: Perfil de velocidad media en la zona de autosimilitud de un jet plano, extraído de Pope [5].	15
Figura 2-9: Perfiles de esfuerzos de Reynolds de la zona de autosimilitud de un jet plano, extraído de Pope [5].	16
Figura 2-10: Esquema de la zona de impacto	18
Figura 2-11: Líneas de corriente para $Re=3.000$, 7.500 y 13.500 , Beaubert (2005).	19
Figura 2-12: Influencia de la razón de apertura sobre la Intensidad de Turbulencia en el eje del jet, $Re=27.000$, $e=20\text{mm}$, Maurel (2001).	20
Figura 2-13: Influencia de la escala sobre la velocidad media en el eje del jet, $Re=27.000$, Maurel (2001).	21
Figura 2-14: Esquema del flujo para un doble jet libre, extraído de Suyambazhahan (2007).	22
Figura 3-1: Subdivisiones de la región cercana a la pared	34
Figura 3-2: Ubicación del primer punto P de la malla para la ley de pared	36
Figura 4-1: Esquema del dominio computacional utilizado en el caso bidimensional.	42
Figura 4-2: Tipos de malla utilizada, zona contracción ductos (izq.), zona de la boquilla (der.), caso 2-D.	43
Figura 4-3: Esquema de resolución del solver segregado utilizado.	46
Figura 5-1: Dominio de cálculo considerado para el test de independencia de malla.	51
Figura 5-2: Niveles transversales considerados en el análisis de la cortina.	52
Figura 5-3: Distribución transversal de la componente axial de la velocidad media U/U_0 al variar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto, test de independencia de malla 2-D.	53
Figura 5-4: Distribución transversal de la componente transversal de la velocidad media V/U_0 al variar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto, test de independencia de malla 2-D.	54
Figura 5-5: Distribución transversal de energía cinética turbulenta k/U_0^2 al variar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto, test de independencia de malla 2-D.	55
Figura 5-6: Evolución del número de Reynolds turbulento local ponderado por el área de cada celda del dominio de cálculo $\langle Re_y \rangle$ al aumentar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto, test de independencia de malla 2-D.	56

Figura 5-7: Distribución transversal de la componente axial de la velocidad media U/U_0 al variar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto, test de independencia de malla 3-D.	57
Figura 5-8: Distribución transversal de la componente transversal de la velocidad media V/U_0 al variar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto, test de independencia de malla 3-D.	58
Figura 5-9: Distribución transversal de energía cinética turbulenta k/U_0^2 al variar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto, test de independencia de malla 3-D.	59
Figura 5-10: Evolución del número de Reynolds turbulento local ponderado por el volumen de cada celda del dominio de cálculo $\langle Re_y \rangle$ al aumentar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto. Se incluye curva de tendencia cuadrática. Test de independencia de malla 3-D.	60
Figura 5-11: Campos de velocidad media $ U /U_0$: (a) Caso experimental; (b) Caso RSM; (c) caso $k-\varepsilon$	61
Figura 5-12: Campo de energía cinética turbulenta k/U_0^2 : (a) Caso experimental; (b) Caso RSM; (c) caso $k-\varepsilon$	63
Figura 5-13: Distribución de la velocidad media axial U/U_0 en el eje central de la cortina. Comparación de datos experimentales [1] y simulaciones RSM y $k-\varepsilon$ [3].	64
Figura 5-14: Distribución de la componente axial de la velocidad media U/U_0 para distintos niveles transversales; comparación curva experimental y simulaciones utilizando modelos RSM y $k-\varepsilon$, casos isotérmicos.	65
Figura 5-15: Distribución de la componente transversal de la velocidad media V/U_0 para distintos niveles transversales; comparación curva experimental y simulaciones utilizando modelos RSM y $k-\varepsilon$, casos isotérmicos.	67
Figura 5-16: Distribución de energía cinética turbulenta k/U_0^2 para distintos niveles transversales; comparación curva experimental y simulaciones utilizando modelos RSM y $k-\varepsilon$, casos isotérmicos.	68
Figura 5-17: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ para distintos niveles transversales; comparación curva experimental y simulaciones utilizando modelos RSM y $k-\varepsilon$, casos isotérmicos.	69
Figura 6-1: Distribución de velocidad media axial U/U_0 y energía cinética turbulenta k/U_0^2 para distintos niveles transversales. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.	73
Figura 6-2: Velocidad media axial en eje central de la cortina, en ejes de los jets caliente y frío y máximos en cada nivel transversal analizado. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.	74
Figura 6-3: Velocidad axial en el eje central de la cortina y máximos observados en cada nivel transversal. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$. Comparación con curvas para jets simples en impacto.	75
Figura 6-4: Energía cinética turbulenta en eje central de la cortina y en ejes de los jets caliente y frío. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.	77
Figura 6-5: Intensidad de Turbulencia axial I_u y transversal I_v en el eje central de la cortina y en ejes de los jets caliente y frío. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.	78
Figura 6-6: Distribución de Intensidad de Turbulencia axial I_u y transversal I_v para distintos niveles transversales. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.	79
Figura 6-7: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ para distintos niveles transversales. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.	80
Figura 6-8: Distribución de temperatura T/T_0 para distintos niveles transversales, $T_0=420.3K$. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.	81

Figura 6-9: Distribución de las correlaciones $\langle u'T' \rangle / U_0 \Delta T$ y $\langle v'T' \rangle / U_0 \Delta T$ para el eje central de la cortina izquierda. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.....	82
Figura 6-10: Distribución de la correlación $\langle v'T' \rangle / U_0 \Delta T$ para el eje central de las dos cortinas del dispositivo; caso térmico.	83
Figura 6-11: Distribución de la correlación $\langle v'T' \rangle / U_0 \Delta T$ para distintos niveles transversales de la cortina izquierda. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.....	83
Figura 6-12: Semianchos de la cortina izquierda b/e . Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.....	85
Figura 6-13: Distribución transversal de la velocidad media axial U/U_m ; línea indica solución utilizando hipótesis de viscosidad turbulenta uniforme. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$	86
Figura 6-14: Distribución transversal de energía cinética turbulenta k/U_m^2 . Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$	87
Figura 6-15: Distribución transversal de esfuerzos de Reynolds $\langle u'^2 \rangle / U_m^2$. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$	87
Figura 6-16: Distribución transversal de esfuerzos de Reynolds $\langle v'^2 \rangle / U_m^2$. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$	88
Figura 6-17: Distribución transversal de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_m^2$. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$	88
Figura 7-1: Perfiles de velocidad media en la boquilla de la cortina, velocidad media axial U/U_0 (arriba), velocidad media transversal V/U_0 (abajo), casos térmico e isotérmico.....	92
Figura 7-2: Perfiles de energía cinética turbulenta en la boquilla de la cortina k/U_0^2 , casos térmico e isotérmico.	93
Figura 7-3: Campo de la magnitud de la velocidad media normalizada en el dispositivo, caso isotérmico.	94
Figura 7-4: Campo de la magnitud de la velocidad media normalizada en el dispositivo, caso térmico.....	94
Figura 7-5: Campos de velocidad media normalizada para cortina izquierda, caso isotérmico (izq.) y caso térmico (der.).....	94
Figura 7-6: Campos de energía cinética turbulenta normalizada para cortina izquierda, caso isotérmico (izq.) y caso térmico (der.).....	95
Figura 7-7: Campo de temperatura en el dispositivo; temperatura hasta 180°C. Caso térmico. ...	96
Figura 7-8: Distribución de la componente axial de la velocidad media U/U_0 para distintos niveles transversales; comparación casos térmico e isotérmico.....	97
Figura 7-9: Distribución de la componente transversal de la velocidad media V/U_0 para distintos niveles transversales; comparación casos térmico e isotérmico.....	99
Figura 7-10: Distribución de energía cinética turbulenta k/U_0^2 para distintos niveles transversales; comparación casos térmico e isotérmico.....	100
Figura 7-11: Distribución de la componente axial de Intensidad de Turbulencia I_u para distintos niveles transversales; comparación casos térmico e isotérmico.....	102
Figura 7-12: Distribución de la componente transversal de Intensidad de Turbulencia I_v para distintos niveles transversales; comparación casos térmico e isotérmico.	103
Figura 7-13 Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ para distintos niveles transversales; comparación casos térmico e isotérmico.	104
Figura 7-14: Distribución del Coeficiente de Correlación R_{xy} para distintos niveles transversales; comparación casos térmico e isotérmico.....	106
Figura 8-1: Campos de velocidad media para zona confinada izquierda y cortina izquierda, [m/s]: (a) caso $k-\epsilon$ std.; (b) caso V2F; (c) caso RSM. Comparación modelos de turbulencia.	110

Figura 8-2: Campos de energía cinética turbulenta k para zona confinada izquierda y cortina izquierda, [m^2/s^2]: (a) caso $k-\varepsilon$ std.; (b) caso V2F; (c) caso RSM. Comparación modelos de turbulencia.	111
Figura 8-3: Campos de temperatura T para zona confinada izquierda y cortina izquierda, [$^{\circ}C$]: (a) caso $k-\varepsilon$ std.; (b) caso V2F; (c) caso RSM. Comparación modelos de turbulencia.....	112
Figura 8-4: Evolución de la velocidad media axial U/U_0 en el eje central de las cortinas, comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.....	113
Figura 8-5: Evolución de la energía cinética turbulenta k/U_0^2 en el eje central de las cortinas, comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.....	114
Figura 8-6: Evolución de la componente axial de Intensidad de Turbulencia I_u en el eje central de la cortina, comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.....	115
Figura 8-7: Distribución de la componente axial de la velocidad media U/U_0 , para ambas cortinas del dispositivo, a distintos niveles transversales; comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.	116
Figura 8-8: Distribución de energía cinética turbulenta k/U_0^2 , para ambas cortinas del dispositivo, a distintos niveles transversales; comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.	117
Figura 8-9: Distribución de la componente axial de Intensidad de Turbulencia I_u , para ambas cortinas del dispositivo, a distintos niveles transversales; comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.....	118
Figura 8-10: Distribución de la componente transversal de Intensidad de Turbulencia I_v , para ambas cortinas del dispositivo, a distintos niveles transversales; comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.....	118
Figura 8-11: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$, para ambas cortinas del dispositivo, a distintos niveles transversales; comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.	119
Figura 8-12: Distribución de temperatura T/T_0 , para ambas cortinas del dispositivo, a distintos niveles transversales; comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.....	120
Figura 9-1: Evolución de la temperatura del jet T_J (izq.) y del número de Reynolds del jet Re_J (der.) al variar la velocidad del jet U_J ; casos variando Δp de los ventiladores.....	123
Figura 9-2: Perfiles de velocidad media en la boquilla de la cortina, velocidad media axial U/U_0 (arriba), velocidad media transversal V/U_0 (abajo), casos variando Δp de los ventiladores.	124
Figura 9-3: Perfiles de energía cinética turbulenta en la boquilla de la cortina k/U_0^2 , casos variando Δp de los ventiladores.....	125
Figura 9-4: Campos de Temperatura T , hasta $220^{\circ}C$: (a.) caso I $Re7000-10200$; (b.) caso II $Re5200-7100$; (c.) caso III $Re3700-5100$; casos variando Δp de los ventiladores.....	126
Figura 9-5: Campos de temperatura experimentales, [$^{\circ}C$]: (a) $Re3000-8000$; (b) $Re6000-8000$; (c) $Re8000-8000$. Potencia disipada por la fuente: 2.3kW. Datos experimentales obtenidos de Celis[20].	126
Figura 9-6: Campos de velocidad media normalizada para la zona izquierda del dispositivo: caso I $Re7000-10200$ (sup.); caso II $Re5200-7100$ (med.); caso III $Re5200-7100$ (inf.); casos variando Δp de los ventiladores.....	128
Figura 9-7: Distribución de velocidad media axial U/U_0 en el eje central de la cortina y máximos en cada nivel transversal analizado, casos variando Δp de los ventiladores.	129
Figura 9-8: Distribución de la componente axial de Intensidad de Turbulencia I_u en el eje central de la cortina, casos variando Δp de los ventiladores.	130
Figura 9-9: Distribución de velocidad media axial U/U_0 (izq.) y velocidad media transversal V/U_0 (der.) para distintos niveles transversales; casos variando Δp de los ventiladores.....	132

Figura 9-10: Distribución de energía cinética turbulenta k/U_0^2 para distintos niveles transversales; casos variando Δp de los ventiladores.	134
Figura 9-11: Distribución de Intensidad de Turbulencia, componente axial Iu (izq.) y componente transversal Iv (der.) a distintos niveles trasversales; casos variando Δp de los ventiladores.	137
Figura 9-12: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ para distintos niveles transversales; casos variando Δp de los ventiladores.	138
Figura 9-13: Distribución del Coeficiente de Correlación R_{xy} para distintos niveles transversales; casos variando Δp de los ventiladores.	139
Figura 9-14: Distribución de temperatura media T/T_0 para distintos niveles transversales; casos variando Δp de los ventiladores. Se incluyen datos experimentales (2.3kW potencia fuente) de Celis[20].	141
Figura 9-15: Perfiles de velocidad media axial U/U_0 (arriba) y energía cinética turbulenta k/U_0^2 (abajo) en la boquilla de la cortina, casos variando potencia de la fuente.	143
Figura 9-16: Campos de temperatura T , hasta 220°C, [°C]: Caso I: 9500W/m (izq.); Caso II: 5700W/m (der.). Casos variando la potencia de la fuente.	144
Figura 9-17: Campos de velocidad media normalizada U/U_0 , para el lado izquierdo del dispositivo. Caso I: 9500W/m (izq.); Caso II: 5700W/m (der.). Casos variando la potencia de la fuente.	144
Figura 9-18: Campos de temperatura experimentales, [C]. Cortina con Re6000-8000. Potencia disipada: (a) 3.3kW; (b) 2.3kW. Datos experimentales de Celis [20].	145
Figura 9-19: Perfiles axiales en el centro de la cortina: (a) velocidad media axial U/U_0 ; (b) energía cinética turbulenta k/U_0^2 ; (c) Intensidad de Turbulencia axial Iu ; casos variando la potencia de la fuente.	146
Figura 9-20: Distribución de velocidad media axial U/U_0 (izq.) y velocidad media transversal V/U_0 (der.) para distintos niveles transversales; casos variando potencia de la fuente.	148
Figura 9-21: Distribución de energía cinética turbulenta k/U_0^2 para distintos niveles transversales; casos variando potencia de la fuente.	149
Figura 9-22: Distribución de Intensidad de Turbulencia, componente axial Iu (izq.) y componente transversal Iv (der.) a distintos niveles trasversales; casos variando potencia de la fuente de calor.	151
Figura 9-23: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ para distintos niveles transversales; casos variando potencia de la fuente de calor.	152
Figura 9-24: Distribución del Coeficiente de Correlación R_{xy} para distintos niveles transversales; casos variando la potencia de la fuente.	153
Figura 9-25: Distribución de temperatura media T/T_0 para distintos niveles transversales; casos variando potencia de la fuente de calor. Se incluyen datos experimentales (cortina Re6000-8000) de Celis [20].	154
Figura 10-1: Campos de velocidad media para caso bidimensional (izq.) y tridimensional (der.), [m/s].	158
Figura 10-2: Campos de velocidad media para el caso tridimensional[m/s]: tres cortes verticales a $z=0.05m, 0.15m$ y $0.25m$ (izq.) y un corte transversal a $x/2e = 5.0$ (der.).	158
Figura 10-3: Líneas de trayectoria que salen de las boquillas para tres profundidades, coloreadas de acuerdo a la temperatura del flujo entre 27 y 250°C, caso tridimensional.	159
Figura 10-4: Campos de energía cinética turbulenta k , caso bidimensional (izq.) y tres cortes verticales para caso tridimensional (der.), [m ² /s ²].	160
Figura 10-5: Campos de temperatura para el lado izquierdo del dispositivo, [°C]: caso bidimensional (izq.) y tres cortes verticales para caso tridimensional (der.).	160

Figura 10-6: Distribución de velocidad media axial U/U_0 , para ambas cortinas, a distintos niveles transversales; comparación entre casos 2-D y 3-D.....	162
Figura 10-7: Distribución de energía cinética turbulenta k/U_0^2 , para ambas cortinas, a distintos niveles transversales; comparación casos 2-D y 3-D.	163
Figura 10-8: Distribución de la componente axial de Intensidad de Turbulencia I_u , para ambas cortinas, a distintos niveles transversales; comparación casos 2-D y 3-D.	164
Figura 10-9: Distribución de la Intensidad de Turbulencia transversal I_v (izq.) y I_w (der.) para ambas cortinas, a distintos niveles transversales; comparación casos 2-D y 3-D.	165
Figura 10-10: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$, para ambas cortinas, a distintos niveles transversales; comparación casos 2-D y 3-D.	166
Figura 10-11: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ (izq.) y $\langle v'w' \rangle / U_0^2$ (der.) para distintos niveles transversales. $z_1: z/L=0.167$; $z_2: z/L=0.5$; $z_3: z/L=0.833$. Comparación casos 2-D y 3-D.	167
Figura 10-12: Distribución de temperatura T/T_0 , para ambas cortinas, a distintos niveles transversales; comparación casos 2D y 3D.	168
Figura 10-13: Dominio con ductos de recirculación pequeños (con la mitad del volumen que el caso “normal”). Dominio bidimensional.	170
Figura 10-14: Campos de velocidad media par ambas cortinas del dispositivo, [m/s]: casos con recirculaciones pequeñas (arriba) y recirculaciones normales (abajo).	171
Figura 10-15: Campos de temperatura T para el lado izquierdo del dispositivo, temperatura hasta 220°C, [°C]: casos con recirculaciones pequeñas (izq.) y recirculaciones normales (der.).	172
Figura 10-16: Campos de energía cinética turbulenta k para ambas cortinas del dispositivo, [m ² /s ²]: casos con recirculaciones pequeñas (arriba) y recirculaciones normales (abajo).	172
Figura 10-17: Distribución de velocidad media U/U_0 para distintos niveles transversales; comparación casos con recirculaciones pequeñas y recirculaciones normales.	173
Figura 10-18: Distribución de energía cinética turbulenta k/U_0^2 para distintos niveles transversales; comparación casos con recirculaciones pequeñas y recirculaciones normales. ...	174
Figura 10-19: Distribución de Intensidad de Turbulencia axial I_u para distintos niveles transversales; comparación casos con recirculaciones pequeñas y recirculaciones normales. ...	174
Figura 10-20: Distribución de Intensidad de Turbulencia transversal I_v para distintos niveles transversales; comparación casos con recirculaciones pequeñas y recirculaciones normales. ...	175
Figura 10-21: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ para distintos niveles transversales; comparación casos con recirculaciones pequeñas y recirculaciones normales. ...	175
Figura 10-22: Distribución de temperatura T/T_0 para distintos niveles transversales; comparación casos con recirculaciones pequeñas y recirculaciones normales.	176

Índice de Tablas

Tabla 7-1: Valores en la boquilla de las cortinas, casos térmico e isotérmico.	91
Tabla 9-1: Valores en la boquilla, casos variando Δp	123
Tabla 9-2: Valores en la boquilla, casos variando potencia de la fuente.....	142
Tabla 10-1: Valores obtenidos en la boquilla, dominios bidimensional y tridimensional.	161
Tabla 10-2: Valores obtenidos en la boquilla, casos con recirculaciones pequeñas y normales.	170
Tabla A-1: Temperaturas durante un incendio en un túnel real, Schmauch [22].	182

Nomenclatura

Roman

A	Velocidad del sonido, ($\sqrt{\gamma RT}$)
A_k	Área de la superficie k
a_{ij}	Tensor anisotrópico de los esfuerzos de Reynolds
$b(x)$	Semiancho del jet, [m]
b_{ij}	Tensor anisotrópico de los esfuerzos de Reynolds
C_p	Calor específico, [J/kg-K]
C_{ij}	Término de convección en ec. Transporte de esfuerzos de Reynolds
$D_{L,ij}$	Término de difusión molecular en ec. Transporte de esfuerzos de Reynolds
$D_{T,ij}$	Término de difusión turbulenta en ec. Transporte de esfuerzos de Reynolds
d_{wall}	Distancia a la pared más próxima, [m]
E	Energía, [J]
E_k	Energía emitida por la superficie k
e	Ancho de la boquilla para el jet simple. Ancho de una de las boquillas para el caso doble jet-doble flujo, [m]
ech	Escala geométrica
Fr	Número de Froude
F_{ij}	Término de producción por rotación del sistema en ec. Transporte de esfuerzos de Reynolds
F_{jk}	Factor de forma entre las superficies j y k
$\bar{f}(\xi)$	Perfil de autosimilitud para la velocidad axial media
G_{ij}	Término de producción por buoyancy en ec. Transporte de esfuerzos de Reynolds
$\bar{g}(\xi)$	Perfil de autosimilitud para los esfuerzos de Reynolds
g	Aceleración de gravedad, [m/s ²]
H	Distancia entre el techo y al suelo del túnel, [m]
Iu_i	Intensidad de Turbulencia en la componente i ($\sqrt{\langle u_i^2 \rangle} / U_0$)
J_k	Energía que es irradiada por la superficie k
k	Energía cinética turbulenta, [m ² /s ²]
L	Largo de la boquilla, [m]
L	Escala del flujo, [m]
L_C	Largo de la zona potencial, [m]
\dot{M}	Caudal de momento, [kg/s]
M_t	Número de Mach turbulento, ($\sqrt{k/a^2}$)
M_w	Peso molecular, [kg/kmol]
P_{ij}	Término de producción de esfuerzo en ec. Transporte de esfuerzos de Reynolds
p	Presión, [Pa]
Pr	Número de Prandtl
Pr_t	Número de Prandtl turbulento
$Q(x,y)$	Magnitud dependiente de x y y
$Q_0(x)$	Escala característica de $Q(x,y)$; dependiente del valor de x

Q_{rad}	Calor radiante o irradiado, [W/m ²]
$q_{in,k}$	Flujo de energía incidente en la superficie k
$q_{out,k}$	Flujo de energía que sale de la superficie k
R	Constante de los gases, (8.31447x10 ³ J/kmol-K)
Re_{cold}	Número de Reynolds asociado al jet frío del doble jet-doble flujo
Re_{hot}	Número de Reynolds asociado al jet caliente del doble jet-doble flujo
Re_J	Número de Reynolds del jet, (U_0e/ν)
Re_m	Número de Reynolds local, ($U_m(x)b(x)/\nu$)
Re_T	Número de Reynolds turbulento, ($U_m(x)b(x)/\nu_T$)
Re_y	Número de Reynolds turbulento local, ($\rho d_{wall} \sqrt{k} / \mu_{lam}$)
R_{xy}	Coefficiente de correlación, ($\langle u'v' \rangle / \sqrt{\langle u'^2 \rangle \langle v'^2 \rangle}$)
S	Tasa de expansión del semiancho
S_{ij}	Tasa media de deformación
T	Temperatura, [K]
T_0	Temperatura del jet caliente en el doble jet-doble flujo, [K]
T_J	Temperatura del jet (para cada uno de los jets del doble jet-doble flujo), [K]
T_f	Temperatura de la superficie f , [K]
T_{sc}	Temperatura del cluster de superficie, [K]
t	Tiempo, [s]
U, V, W	Componentes de la velocidad media, [m/s]
U_0	Velocidad axial media a la salida de la boquilla, [m/s]
U_J	Velocidad axial del jet (para cada uno de los jets del doble jet-doble flujo), [m/s]
$U_m(x)$	Velocidad media en el eje del jet, [m/s]
U_τ	Velocidad de fricción, ($\sqrt{\tau_w/\rho}$)
u, v, w	Componentes de la velocidad instantánea, [m/s]
u', v', w'	Componentes fluctuantes de la velocidad, [m/s]
u_η	Escala de velocidad de Kolmogorov, [m/s]
\bar{u}	Vector de velocidad
y^+	Distancia desde la pared normalizada, ($\rho U_\tau y / \mu$)
$y_m(x)$	Valor de ajuste de las curvas transversales para buscar autosimilitud, [m]
\bar{x}	Vector posición

Greek

α	Factor de relajación
β	Coefficiente de expansión térmica
Δt	Paso de tiempo, [s]
δ_{ij}	Delta de Kronecker
$\delta(x)$	Escala característica de la variable independiente y
ε	Tasa de disipación de energía cinética turbulenta, [m ² /s ³]
ε_k	Emisividad de la cara k
ε_{ij}	Término de tasa de disipación en ec. Transporte de esfuerzos de Reynolds

ε_{ijk}	Tensor de Levi-Civita
η	Escala de longitud de Kolmogorov, [m]
ϕ	Escalar
ϕ_{ij}	Término de presión-deformación en ec. Transporte de esfuerzos de Reynolds
Γ_ϕ	Coefficiente de difusión para ϕ
κ	Conductividad térmica, [kW/m-K]
κ_{eff}	Conductividad térmica efectiva ($\kappa + \kappa_t$)
κ_t	Conductividad térmica turbulenta, [kW/m-K]
μ	Viscosidad, [kg/m-s]
μ_{eff}	Viscosidad efectiva, [kg/m-s]
μ_t	Viscosidad turbulenta, [kg/m-s]
ν	Viscosidad cinemática, [m ² /s]
ν_T	Viscosidad cinemática turbulenta, [m ² /s]
$\hat{\nu}_T$	Perfil normalizado de la viscosidad turbulenta para la zona de autosimilitud
ρ	Densidad, [kg/m ³]
σ	Constante de Stefan-Boltzmann, (6.67x10 ⁸ W/m ² K ⁴)
τ_w	Esfuerzo de corte en la pared, [Pa]
τ_η	Escala de tiempo de Kolmogorov, [s]
$\bar{\bar{\tau}}$	Tensor de esfuerzos
Ω_{ij}	Tensor de la tasa media de rotación
ξ	Coordenada lateral normalizada en flujos libres

Symbols

∇	Operador gradiente
$\nabla \cdot$	Operador divergencia
∇^2	Operador Laplaciano
$\langle Q \rangle$	Media o esperanza de Q
$\bar{\phi}$	Componente media de ϕ
ϕ'	Componente fluctuante de ϕ
$\vec{\phi}$	Vector

1 General

1.1 Introducción

Al ocurrir un incendio dentro de un túnel vial son variadas las fuentes de peligro que atentan contra la vida de las personas, siendo la inhalación de gases tóxicos la principal causa de muerte en este tipo de siniestro. Estos gases, que se manifiestan en forma de humo y calor, se propagan rápidamente por el túnel cubriendo zonas mucho más amplias que el incidente en sí, por lo que esta clase de sucesos generalmente tiene relacionadas consecuencias muy graves. Es por esta razón que surge la necesidad de lograr confinar la zona del incendio en un sector delimitado, disminuyendo o evitando la propagación de estos gases, con lo cual se reduciría significativamente la cantidad de víctimas asociadas a esta causa. Al mismo tiempo, se buscan beneficios asociados a la posibilidad de evacuar de forma más rápida y segura a los damnificados, además de facilitar el acceso de equipos de rescate a las zonas adyacentes al incendio. Otra ventaja que se espera obtener al confinar la zona del incidente es ahogar el incendio debido a la disminución del oxígeno disponible, favoreciendo de esta forma la labor de los bomberos. La formación de zonas de seguridad por medio de un dispositivo de confinamiento por sectores representa un gran desafío y avance sobre la seguridad en este tipo de instalaciones.

Una forma para lograr el confinamiento requerido es por medio de cortinas de aire. Este tipo de dispositivo ha sido utilizado en diversas aplicaciones industriales ya que permite separar dos ambientes adyacentes sin impedir la circulación de personas, vehículos o materiales entre estas zonas. Por medio de cortinas de aire la difusión y el transporte de calor, humedad, material particulado y olores entre dos zonas aeráulicas puede ser mantenida al mínimo, logrando disminuir en gran medida la propagación o contaminación entre los ambientes que se desea separar.

Dado que esta aplicación como sistema de confinamiento de incendios es relativamente nueva, un número reducido de autores ha realizado estudios experimentales para determinar una configuración adecuada para generar un dispositivo de confinación para túneles, o de forma más general, para geometrías tipo “corredor”. Gupta [1] realizó pruebas con distintos tipos de cortinas, llegando a la conclusión que utilizar una configuración *Doble Jet-Doble Flujo* (DJ-DF) muestra buenas eficiencias de confinamiento. Este tipo de cortina corresponde a un flujo de aire en la cual se utilizan dos jets paralelos que se hacen impactar perpendicularmente contra el suelo. Cada uno de los dos jets que compone una cortina puede poseer diferentes propiedades, así como distintos caudales, influyendo directamente en la dinámica del flujo producido y en los fenómenos de transporte (masa, momento, calor). En particular Gupta utilizó uno de los jets con aire del ambiente (exterior al túnel) mientras que el otro proveniente de un circuito de recirculación desde la zona confinada. Cabe destacar que este autor usó jets con la misma temperatura (jets isotérmicos) y la forma de cuantificar la confinación fue a través de medir la concentración de un gas en el flujo.

Debido al interés de observar el efecto de la temperatura en este tipo de dispositivo, Gonzáles [2] realizó su memoria de título sobre el diseño y construcción de una instalación experimental a

escala (1:34) del dispositivo de confinamiento. Paralelamente, Fernández [3] realizó un estudio numérico en el cual se investigó el confinamiento dinámico de un escalero activo entre dos cortinas DJ-DF, demostrando que el confinamiento de la temperatura es posible a través de este tipo de dispositivo. Ambos trabajos estuvieron enmarcados en el proyecto Fondecyt 1040498.

El dispositivo de confinamiento considerado por ambos autores utiliza la configuración doble jet-doble flujo propuesta por Gupta, utilizando un jet frío con aire del exterior del túnel y un jet caliente recirculado de la zona confinada. Ambos flujos se hacen impactar de forma perpendicular contra el suelo, buscando minimizar de esta forma el intercambio de masa entre los dos ambientes [4] y así producir el confinamiento requerido. Tanto la instalación experimental como las simulaciones numéricas realizadas consideran una fuente de calor, que es la responsable de emitir la energía térmica en la zona a confinar, de tal forma que emita una cantidad de energía térmica equivalente a un automóvil en llamas en un incendio real dentro de un túnel. Es importante recalcar que, tanto para la instalación experimental como para las simulaciones numéricas, no se estudiará un incendio propiamente tal debido a que éste conlleva dificultades extras de control además de involucrar la generación de humos y hollín, por lo que se “modelará” el incendio como un campo de temperatura muy elevado (comparable al de un incendio real), el cual se intentará confinar. En la figura 1-1 se observa un esquema que permite ilustrar el sistema de confinamiento utilizado.

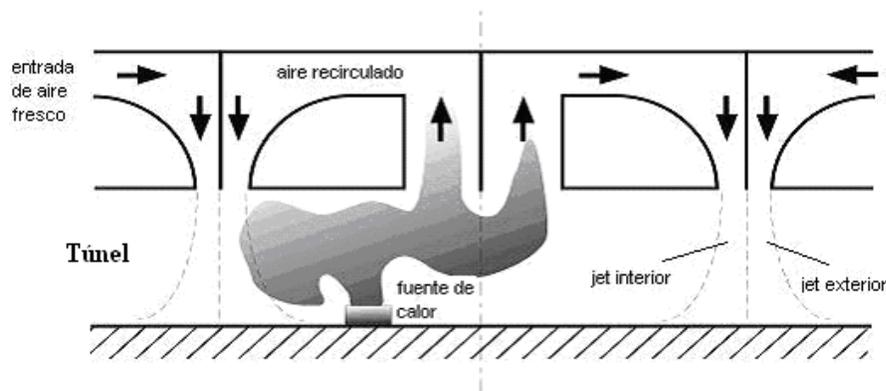


Figura 1-1: Esquema del dispositivo de confinación de escalares activos

El presente estudio será la continuación del estudio numérico realizado por Fernández [3], el cual utilizó modelos de turbulencia de orden dos, en dos dimensiones, los que proporcionaron una primera aproximación del comportamiento general del sistema de confinamiento propuesto. Los modelos de turbulencia utilizados en dicho estudio fueron los modelos $k-\varepsilon$ standard, $k-\varepsilon$ realizable y $k-\omega$ standard, y demostraron que el confinamiento de los escalares activos es posible a través de las cortinas de aire consideradas. Sin embargo, los modelos usados en dicho estudio mostraron diversas diferencias y falencias respecto a los resultados experimentales observados por Gupta [1], especialmente en la zona de impacto. Para obtener el comportamiento de la turbulencia presente en las cortinas de aire de forma más precisa, considerando todas las zonas del flujo (jet libre, zona de impacto, jet de pared, etc.) así como la influencia de los efectos turbulentos y térmicos, el presente estudio utiliza el modelo de turbulencia Reynolds Stress Model (RSM). Además son considerados dominios tanto en dos como en tres dimensiones (2-D y 3-D), permitiendo observar efectos que no fueron considerados en el estudio realizado anteriormente. Las simulaciones realizadas en este estudio son comparadas con resultados de distintas experiencias obtenidas de la instalación experimental, las cuales son realizadas en forma

paralela en el marco de otra tesis de Magíster. Debido a que la implementación de esta instalación no está completa solo es posible obtener datos térmicos asociados a los flujos.

Ambos estudios, el desarrollo experimental y el presente a través de simulaciones numéricas, también forman parte del proyecto Fondecyt 1040498, el cual busca investigar un sistema multicelular de confinamiento por sectores, cuyo objetivo final es aislar en una zona determinada los contaminantes caloríficos producidos por el siniestro (humos calientes, calor intenso), formando así zonas de seguridad o protegidas.

Este estudio numérico es realizado utilizando el programa CFD (Computacional Fluid Dynamics) FLUENT 6.2.

1.2 Objetivo general

- Estudiar de manera numérica el confinamiento de escalares activos por medio de cortinas de aire, en una configuración Doble Jet-Doble Flujo (DJ-DF), a través de la simulación de la instalación experimental disponible, utilizando el modelo de turbulencia de orden superior Reynolds Stress Model (RSM).

1.3 Objetivos específicos

- Implementar el diseño computacional del problema, modelando lo más fielmente posible la realidad, tomando como punto de comparación la instalación experimental utilizada en el estudio experimental paralelo.
- Realizar la caracterización global de los flujos presentes en el dominio confinado y el protegido, a través de magnitudes medias (velocidad y temperatura), la que se analizará utilizando distintas configuraciones de Reynolds y potencia disipada por la fuente de calor.
- Observar el comportamiento del doble jet-doble flujo, la interacción entre los flujos y la superficie de impacto, apreciar la turbulencia que se produce en estos procesos y su influencia en el intercambio de masa y temperatura.
- Investigar las características de las magnitudes fluctuantes, de velocidad y de temperatura, asociadas a la turbulencia para la zona de las cortinas de aire.
- Observar si en el dominio confinado la temperatura presenta características de escalas activas como se presume, influenciando el comportamiento del flujo en esta zona.
- Estudiar la influencia de los números de Reynolds asociados a las cortinas de aire en el comportamiento del dispositivo de confinación.
- Investigar la influencia del volumen o tamaño de los circuitos de recirculación sobre la dinámica de los flujos y las temperaturas en los distintos dominios del flujo.
- Comparar los resultados numéricos obtenidos con los resultados obtenidos por Fernández.
- Validar las simulaciones numéricas por medio de la comparación con valores térmicos obtenidos de forma experimental.

1.4 Metodología

1. Aprendizaje del funcionamiento del programa CFD a utilizar (FLUENT 6.2) y del programa de diseño de geometría y mallas (Gambit 2.1).
2. Investigación sobre los antecedentes relacionados al desarrollo de este proyecto: sobre sistemas de confinamiento por cortinas de aire, teoría sobre jets, mecánica de fluidos y turbulencia, modelación de la turbulencia, estudios relacionados utilizando el modelo RSM, jets planos en impacto, jets dobles, etc.
3. Formulación del problema, de sus condiciones de borde, condiciones iniciales y modelación de parámetros, basándose en la instalación experimental construida y en estudios previos.
4. Definición y validación de las mallas a utilizar realizando análisis de sensibilidad y comparación con datos experimentales disponibles, buscando resultados aceptables con el menor costo computacional posible.
5. Primera etapa de simulación numérica: Utilizando modelo de turbulencia RSM.
 - a. Caso térmico.
 - b. Caso isotérmico.
 - c. Casos térmicos para distintas velocidades de los flujos.
 - d. Casos térmicos para distintas potencias disipadas.
6. Segunda etapa de simulación numérica: Utilizando modelo de turbulencia V2F.
 - a. Caso térmico para comparar los distintos modelos de turbulencia.
7. Tercera etapa de simulación numérica: Utilizando modelo de turbulencia RSM
 - a. Simulación 3-D para observar efectos tridimensionales en los flujos.
 - b. Simulación 2-D disminuyendo el volumen asociado a los circuitos de recirculación de aire.
8. Procesamiento y análisis de los resultados obtenidos a través de las simulaciones.
9. Comparación de los resultados provenientes de los dos modelos con los resultados obtenidos en la experimentación realizada anteriormente.
10. Comparación de las simulaciones numéricas con resultados experimentales disponibles.

1.5 Alcances

En el presente estudio no será considerada la formación de especies ni de humos calientes producto de alguna combustión, sino que únicamente será considerado el campo de temperatura que representará los contaminantes caloríficos producto de un incendio. El dominio considerado corresponde a la instalación experimental construida para el proyecto Fondecyt 1040498.

1.6 Organización del Informe

La presente tesis está organizada de la siguiente forma:

En el capítulo 2 se presenta una descripción del jet plano turbulento en impacto, permitiendo entender el comportamiento y la dinámica de las cortinas de aire, determinando las principales zonas que se pueden definir en este tipo de flujo y mostrando la influencia de algunos parámetros geométricos. Además se incluye una breve reseña sobre los doble jets.

En el capítulo 0 se presenta la modelación matemática involucrada en las simulaciones. En particular se da principal énfasis al modelo de turbulencia Reynolds Stress Model.

En el capítulo 4 se presenta la modelación computacional utilizada en las simulaciones, refiriéndose también a las condiciones particulares de simulación y los métodos de resolución utilizadas por el software FLUENT.

En el capítulo 5 se presenta la validación del modelo de turbulencia ocupado, realizando pruebas de malla y comparando los resultados obtenidos con mediciones experimentales.

En el capítulo 6 se presenta una caracterización de un doble jet-doble flujo, exhibiendo los resultados obtenidos para un caso térmico, mostrando las principales zonas de interés y las características térmicas que presenta.

En el capítulo 7 se presenta una comparación de un caso isotérmico y un caso térmico (también llamado no-isotérmico), con lo que se puede apreciar el efecto de la temperatura en el dispositivo de confinación.

En el capítulo 8 se presenta una comparación de tres modelos de turbulencia, con lo que se puede apreciar las características particulares que predice cada modelo.

En el capítulo 9 se presenta, a través de dos comparaciones, el efecto de variar el número de Reynolds compuesto de cada cortina, viendo la influencia de este parámetro en las características del dispositivo. En este capítulo se realiza una comparación con los resultados experimentales disponibles.

En el capítulo 10 se presentan los efectos que produce el dominio elegido. En este capítulo se realiza una comparación entre un modelo bidimensional y uno tridimensional. Además se realiza una comparación para ver los efectos que produce disminuir el volumen de los circuitos de recirculación.

Finalmente en el capítulo 11 se presentan las conclusiones de este trabajo.

2 Jet Plano Turbulento

El dispositivo de confinamiento a estudiar utiliza cortinas de aire, las cuales corresponden a jets planos en una configuración doble jet-doble flujo, los que se hacen impactar contra una superficie lisa (suelo del túnel) de forma perpendicular. Una forma de entender este tipo de configuración es considerar dos jets planos simples lo suficientemente juntos, los cuales interactúan de forma similar al caso considerado. Por esta razón es necesario describir el jet plano turbulento (simple) en impacto, sus características, zonas del flujo y ecuaciones de movimiento, permitiendo de esta forma entender de mejor manera el comportamiento de las cortinas tipo doble jet-doble flujo y de la turbulencia presente en este tipo de dispositivos.

2.1 Descripción del flujo

Un jet corresponde a un flujo gaseoso, líquido o de plasma que sale de una boquilla y que penetra en un medio libre o confinado, el cual puede tener la misma composición o no del fluido que conforma al jet. Como se aprecia de la figura 2-1 los jets poseen una estructura del flujo inestable, turbulenta y caótica. Se pueden observar remolinos o movimientos rotacionales en todos los tamaños, desde remolinos comparables al ancho de la boquilla hasta escalas muy pequeñas compatibles con las propiedades del fluido (gas, líquido) o del flujo (régimen).

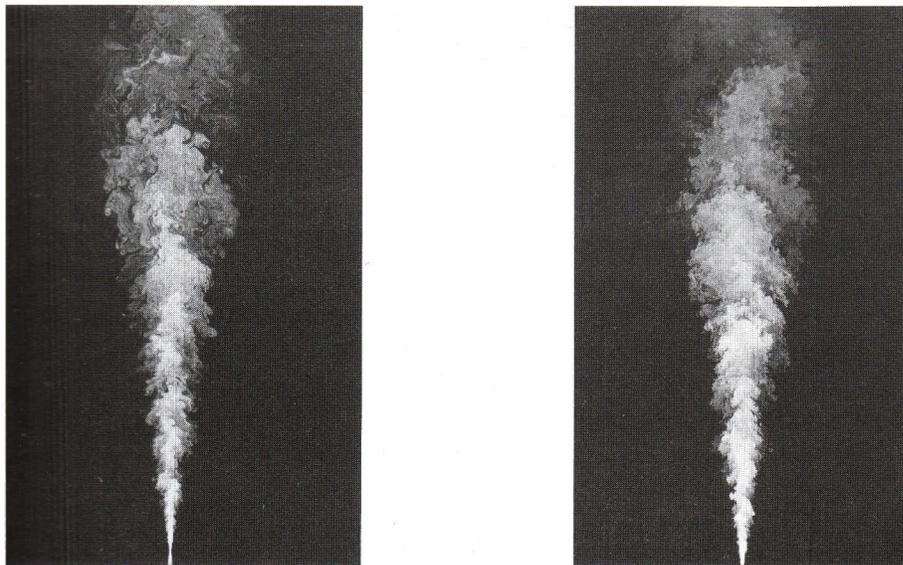


Figura 2-1: Jets turbulentos, $Re = 5000$ (izq.) y $Re = 20000$ (der.), extraído de Pope [5].

Para el caso de un jet plano, idealmente se tendrá que el flujo es estadísticamente bidimensional, es decir, si se considera que la dirección dominante del jet es la coordenada x , la dirección que cruza el flujo es la coordenada y , y su profundidad la coordenada z , se tendrá que el flujo es independiente de esta última coordenada. Para lograr de forma experimental este tipo de flujo se utiliza una boquilla rectangular, de largo L (en la dirección z) y ancho e (en la dirección y), en

donde la razón de aspecto L/e debe ser suficientemente grande; típicamente con valores superiores a 20~50. Con esto se puede considerar el flujo que sale de la boquilla como bidimensional, en donde las magnitudes medias obtenidas en un plano x - y son similares a las que se obtienen en planos paralelos, al menos alejado de los extremos.

Para clarificar los conceptos y explicar las distintas características de un jet plano turbulento, se considerará un flujo que sale de forma constante desde una boquilla rectangular, de razón de aspecto L/e , que producirá un perfil de velocidad aproximadamente plano de velocidad U_0 . Este jet fluye desde la boquilla hacia un ambiente del mismo fluido, el cual se encuentra en reposo en el infinito. Si se mantiene el sistema de coordenadas descrito en el párrafo anterior, tal como se aprecia en la figura 2-2, se tendrá que el flujo es estadísticamente estacionario, es decir, sus valores estadísticos no varían en el tiempo, e independiente de la profundidad gracias a una razón de aspecto lo suficientemente grande; por lo tanto, solo se tendrá dependencia de las coordenadas x e y . A su vez, a cada componente x , y , z se le será asociado una componente de velocidad media U , V y W respectivamente.

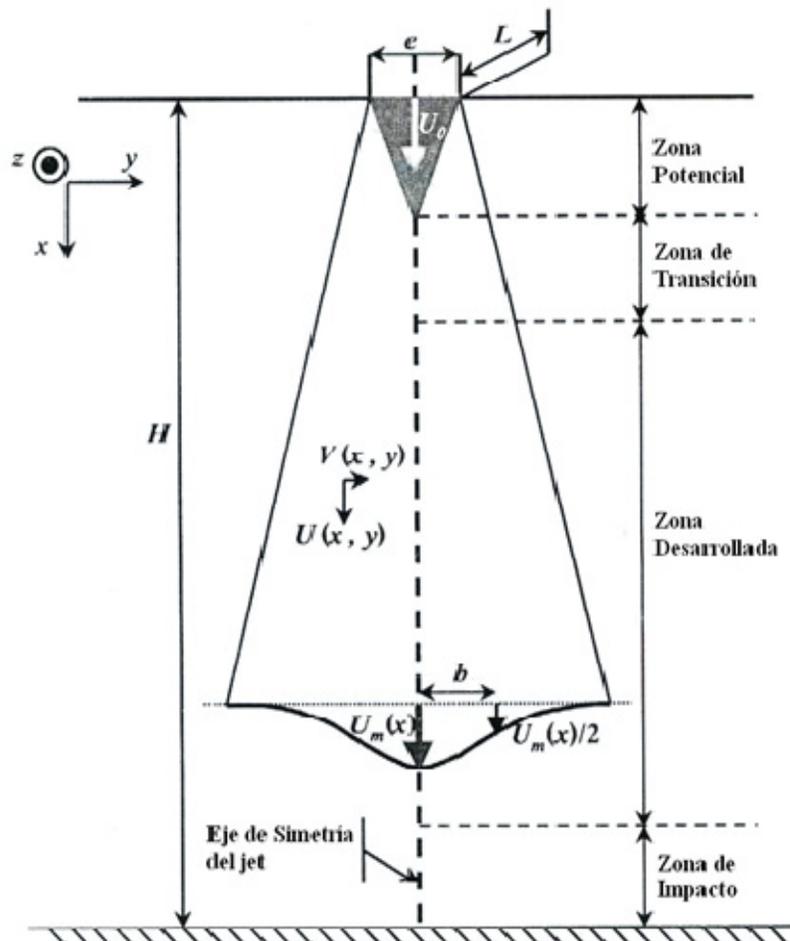


Figura 2-2: Características geométricas y cinemáticas de un jet plano en impacto

En situaciones de experimentación ideales, el flujo se encontrará completamente definido por U_0 , e y ν (viscosidad cinemática), por lo que el parámetro adimensional que caracteriza este jet turbulento corresponde al número de Reynolds definido como:

$$\text{Re}_j = \frac{\rho U_0 e}{\mu} = \frac{U_0 e}{\nu}. \quad (2-1)$$

Sin embargo, en la práctica se ha encontrado que la boquilla y sus alrededores tienen influencia en el comportamiento del jet haciendo bastante difícil unificar diversos criterios, especialmente en la determinación de las distintas zonas de éste.

2.2 Campo de velocidad, componente media y fluctuante

Consideremos el sistema de coordenadas definido anteriormente, asociando la componente de velocidad instantánea u a la coordenada x , v a la coordenada y y w a la coordenada z , se puede describir el campo de velocidad instantáneo del jet de la forma:

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = u(\vec{x}, t) \cdot \hat{i} + v(\vec{x}, t) \cdot \hat{j} + w(\vec{x}, t) \cdot \hat{k}. \quad (2-2)$$

Para el análisis estadístico es práctico y muy utilizado realizar la descomposición de Reynolds a la ecuación anterior, en la que el valor instantáneo de la velocidad se representa como la suma de su valor medio y un valor fluctuante, con lo cual se tendrá que la velocidad instantánea en el eje x estará dada por

$$u(\vec{x}, t) = U(\vec{x}, t) + u'(\vec{x}, t), \quad (2-3)$$

donde u es el valor instantáneo de la velocidad, el término en mayúscula representa su media y los valores fluctuantes son denotados por un tilde. Para el resto de las componentes se tendrá de forma análoga la misma descomposición.

Al escribir el campo de velocidad de esta forma se obtiene el campo de velocidad media del flujo el que, como fue esbozado anteriormente, puede ser escrito como

$$\vec{U}(\vec{x}, t) = U(\vec{x}, t) \cdot \hat{i} + V(\vec{x}, t) \cdot \hat{j} + W(\vec{x}, t) \cdot \hat{k}. \quad (2-4)$$

Una forma alternativa de representar una componente media es utilizando un “*over-bar*”, el cual se utiliza principalmente cuando la notación vía mayúsculas puede producir algún grado de confusión. La descomposición de Reynolds para un escalar ϕ utilizando esta notación se escribe de la forma:

$$\phi(\vec{x}, t) = \overline{\phi(\vec{x}, t)} + \phi'(\vec{x}, t). \quad (2-5)$$

A partir de estos términos fluctuantes se definen parámetros que caracterizan a la turbulencia presente en estos fenómenos: Uno de estos parámetros corresponde a los esfuerzos de Reynolds, denotado por $-\rho \overline{u'_i u'_j}$. También se definen la Intensidad de Turbulencia para la componente x como:

$$I_u = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U_0}. \quad (2-6)$$

El resto de las componentes de la Intensidad de Turbulencia se definen de forma análoga a este término.

Por su parte, la energía cinética turbulenta se define como

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2 + v'^2 + w'^2}). \quad (2-7)$$

Al incorporar la parte térmica en el sistema aparecen términos que relacionan las fluctuaciones de velocidad con las fluctuaciones de temperatura, los que se expresan de la siguiente forma:

$$\rho C_p \overline{u'_i T'}. \quad (2-8)$$

Estos parámetros representan los efectos turbulentos del flujo y juegan un papel primordial en el transporte turbulento que se produce en este tipo de fenómenos.

2.3 Características de un jet en impacto

Volviendo al jet descrito anteriormente, un parámetro cinemático importante que caracteriza al jet plano corresponde a su velocidad media en el centro del jet, U_m , la cual depende únicamente de x debido a la simetría que se obtiene en el plano $y = 0$. Esta velocidad está definida como:

$$U_m(x) \equiv U(x,0); \quad (2-9)$$

esto implica a su vez que

$$U_0 = U_m(0) = U(0,0). \quad (2-10)$$

Además se puede definir el semiancho $b(x)$ como la distancia desde el centro del jet en que la media de la velocidad es igual a la mitad de la velocidad media del centro del jet,

$$U(x,b(x)) \equiv \frac{1}{2} U_m(x). \quad (2-11)$$

Este último parámetro representa el nivel de expansión que presenta el jet a medida que se aleja de la boquilla del cual es emitido.

A diferencia de un flujo laminar, en el cual el perfil de velocidad producido es parabólico, para el caso de un jet turbulento el perfil de velocidad media obtenido a la salida de la boquilla es prácticamente plano. En la figura 2-3 se aprecian distintos perfiles de velocidad media de un jet plano con diferentes anchos de boquilla. En esta figura se observa que los tres perfiles poseen la misma forma al ser normalizados por la velocidad del centro del jet. Este comportamiento observado para un jet turbulento se va perdiendo a medida que el flujo se aleja de la boquilla (en la dirección de x), volviéndose cada vez más redondeado.

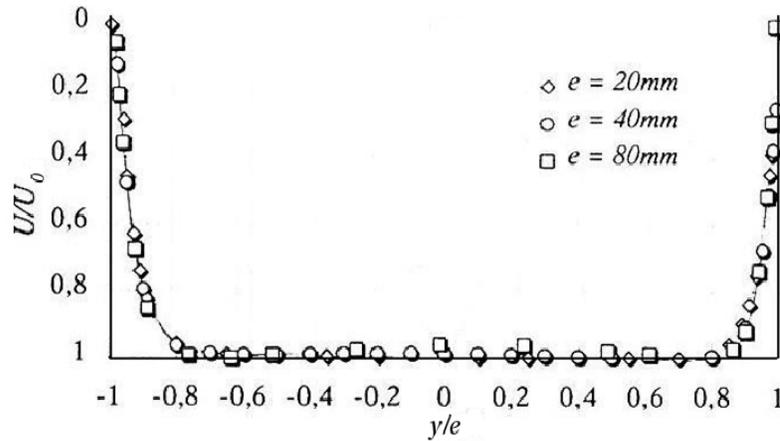


Figura 2-3: Perfil de velocidad a la salida de la boquilla de un jet plano en impacto, Maurel (2001).

Como es de esperarse, experimentalmente se observa que a medida que aumenta la distancia desde la boquilla la velocidad media del jet irá disminuyendo, es decir U_m decrece, mientras que el flujo se irá ensanchando produciendo que el semiancho b aumente. Esto sucede de forma similar (no igual) al caso de un jet circular, como se aprecia en la figura 2-4.

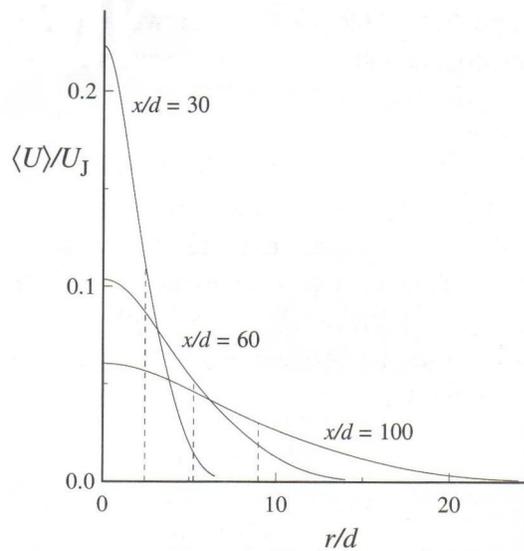


Figura 2-4: Perfiles radiales de velocidad media axial para un jet turbulento circular, $Re=95500$. (Adaptado de los datos de Hussein et al. (1994).¹)

En esta figura se aprecia el decaimiento de los perfiles radiales de la velocidad media axial normalizada por la velocidad del jet a la salida de la boquilla, U_J . Esta magnitud se define de forma análoga que para el caso del jet plano (definido como U_0). De esta figura también se desprende que el jet se expande a medida que el valor de x aumenta. Es importante mencionar que estos perfiles no incluyen la zona directamente después de la boquilla, en donde el perfil de velocidades va perdiendo su forma plana a una más redondeada, de igual forma que para el caso plano.

¹ d corresponde al diámetro de la boquilla. Extraído de Pope [5].

Estos parámetros recién mencionados son válidos tanto para jets libres como para jets en impacto, sin embargo, para el caso del jet en impacto existe otro parámetro característico importante determinado por la distancia entre la boquilla y la superficie de impacto, H , tal como se apreció en la figura 2-2.

2.4 Zonas de un jet plano en impacto

En general un jet en impacto posee cuatro zonas en las cuales se aprecian distintos comportamientos dependiendo de la distancia desde la boquilla así como de la distancia a la superficie de impacto. En la figura 2-5 se distinguen las cuatro zonas en que se divide el jet.

Estas zonas corresponden a:

- **Zona Potencial:** Esta zona, también llamada como potencial, se define a partir de la velocidad de salida de la boquilla. Esta zona se caracteriza porque la velocidad en el eje del jet $U_m(x)$ no varía con la distancia desde la boquilla, manteniéndose el valor de U_0 .
- **Zona de Transición:** En esta zona existe mayor interacción entre las capas de mezcla, lo que favorece la formación de estructuras rotacionales (vórtices o remolinos). En esta zona la velocidad del eje comienza a disminuir a medida que aumenta x .
- **Zona Desarrollada:** En esta zona la turbulencia se encuentra completamente desarrollada. Es en esta zona particular donde ocurre la auto-similitud del flujo, característica muy importante para este tipo de fenómenos. Además se poseen funciones semiempíricas que relacionan distintos parámetros del flujo.
- **Zona de Impacto:** Esta zona se encuentra adyacente a la superficie de choque del jet en impacto y representa una fracción no despreciable de la distancia entre la boquilla y la superficie de impacto. Esta zona se produce por la interacción del jet con dicha superficie.

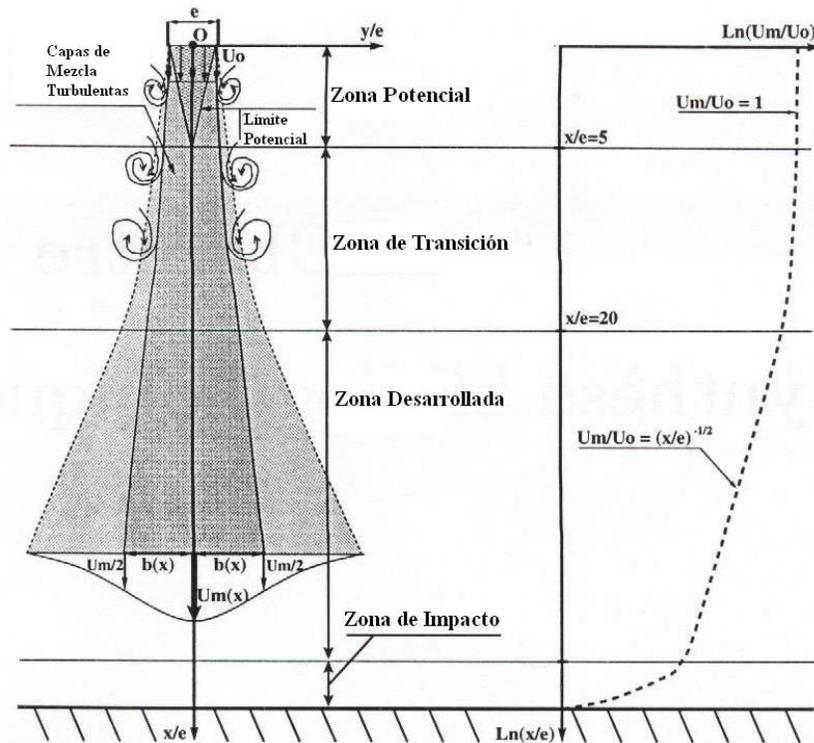


Figura 2-5: Regiones de un jet plano en impacto

Es importante mencionar que las tres primeras zonas se encuentran presentes para el caso de un jet turbulento libre y es la inclusión de una superficie que interfiera el flujo el único responsable que se produzca la zona de impacto. Para el caso de las tres primeras zonas, dado que no existe interacción con las paredes, la turbulencia se produce principalmente en las capas de mezcla, debido al esfuerzo de corte entre la zona inmóvil del medio circundante y el borde del jet, en cambio, en la zona de impacto la turbulencia es producida principalmente debido a la interacción directa del flujo con la pared.

2.4.1 Zona Potencial

Existen diversas formas en que es caracterizada esta zona, sin embargo, adoptando la definición de Namer y Ötügen [6] y de Guyonnaud [7], se puede definir al cono potencial como la zona en donde la velocidad media $U(x,y)$ es por lo menos el 99% de la velocidad media a la salida de la boquilla U_0 , en conjunto con que la velocidad transversal $V(x,y)$ en esta zona es cero, es decir:

$$0,99 \leq \frac{U(x,y)}{U_0} \leq 1 \quad \forall x, \forall y \in \left[-\frac{e}{2}, \frac{e}{2} \right] \quad (2-12)$$

$$\frac{V(x,y)}{U_0} \approx 0 \quad \forall x, \forall y \in \left[-\frac{e}{2}, \frac{e}{2} \right] \quad (2-13)$$

Otra forma de medir esta zona fue propuesta por Sunyach y Mathieu [8], los cuales plantearon que el límite de la zona potencial se identifica como la superficie en donde la presión total, suma de su valor estático más el dinámico, es igual a la presión atmosférica (o circundante). Ellos también definieron el largo de la zona potencial L_C a través de un coeficiente de correlación turbulento, el cual es negativo solo en la zona del cono potencial. La relación propuesta por estos autores fue:

$$\frac{\overline{u'v'}}{\sqrt{\overline{u'^2} \overline{v'^2}}} < 0. \quad (2-14)$$

En la figura 2-6 se aprecia el gráfico de este coeficiente respecto a una distancia transversal normalizada, en la cual se determina el largo de la zona potencial al cambiar de signo la correlación. Sin embargo, Fernández [3] deja más que claro en su investigación que esta forma de determinar el largo potencial no aplica para el caso de doble jets debido a la etapa de transición que existe entre que el flujo sale de la boquilla y estos se unen formando un único jet, lo que se traduce en un mayor número de oscilaciones de la curva de este coeficiente de correlación.

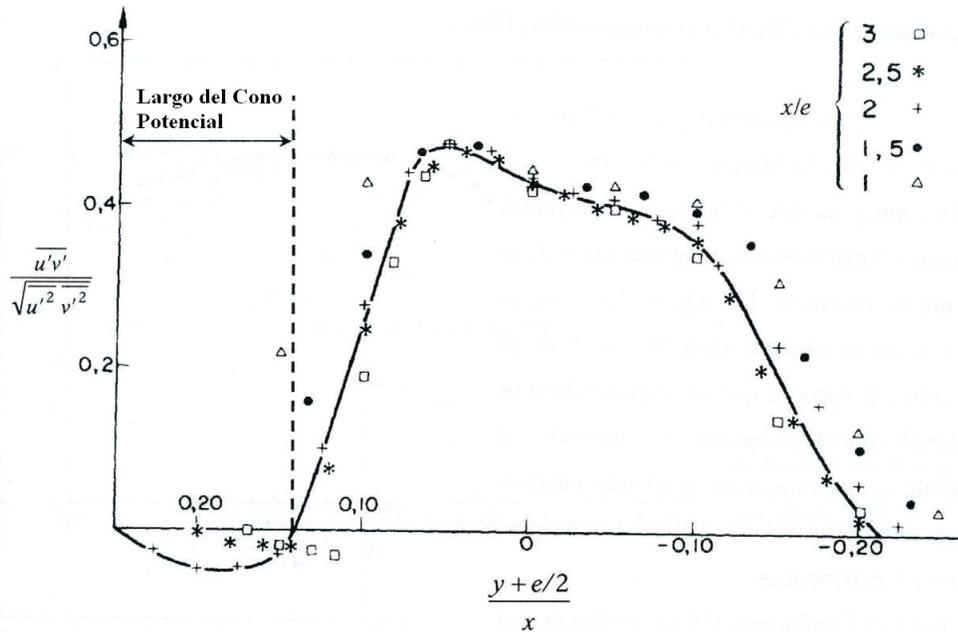


Figura 2-6: Distribución del coeficiente de correlación, $Re=52.500$, $e=40mm$, Sunyach y Mathieu (1969)

También existen discrepancias entre los autores consultados respecto a la influencia del número de Reynolds que presenta el flujo. Algunos autores (como Beltaos y Rajaratnam [9], Antonia et al. [10]) indican que el largo de la zona potencial es constante, independiente del número de Reynolds y régimen del flujo. Por otra parte, Namer y Ötügen [6] y Hill et al. [11] contradicen esto mostrando que existe dependencia del largo de esta zona respecto al número de Reynolds del flujo. Ellos determinan que el largo de la zona potencial disminuye al aumentar el número de Reynolds. Sin embargo, todos estos autores obtienen largos de esta zona que varían entre $4e$ y $6e$, siendo e el ancho de la boquilla.

2.4.2 Zona de Transición

Esta zona se encuentra a continuación de la zona potencial y se caracteriza por la formación de estructuras rotacionales o vórtices debido a la interacción entre las capas de mezcla del jet. Estas capas, al tener distinta velocidad, producen estructuras turbulentas que favorecen el intercambio de masa entre el jet y sus alrededores.

Dada la complejidad que presenta caracterizar esta zona de transición, no se dispone de una especificación clara ni definida y muchas veces es considerada dentro de la zona desarrollada.

El desprendimiento de las estructuras rotacionales producidas en esta zona puede darse de dos formas: estructuras simétricas o estructuras asimétricas. En la primera, las estructuras rotacionales son generadas para ambos lados del jet plano de forma simétrica, lo que produce que la estructura central del jet se mantenga perpendicular a la boquilla que genera el jet, es decir, que se mantenga perpendicular a la superficie de impacto. Para el caso de las estructuras asimétricas, como su nombre lo indica, los vórtices son generados de forma asimétrica produciendo que el centro del jet no se mantenga perpendicular sino que se incline para alguno de los lados. Debido a que estas estructuras rotacionales se producen de forma alternada, el centro del jet se presenta de forma sinuosa y oscila respecto al eje de simetría del jet.

Estos dos comportamientos del desprendimiento de vórtices dependen de la forma del perfil de velocidad obtenido en la boquilla del jet. Para el caso de jets turbulentos o no desarrollados se obtienen inestabilidades simétricas. Por su parte los perfiles laminares plenamente desarrollados (perfiles de velocidad parabólicos) producen inestabilidades asimétricas [1]. Para la aplicación de cortinas de aire se prefiere la obtención de inestabilidades simétricas ya que las capas de mezcla producidas en los lados del jet mantienen su identidad mayor tiempo, incluso después de la desintegración de las estructuras coherentes que esta genera y transporta, además de minimizar las tasas de transferencia de masa y momento en el plano central del jet (Husain et al. 1988, extraído de [1]). En la figura 2-7 se presentan dos jets en impacto en donde se aprecia la formación de inestabilidades simétricas a sus lados.

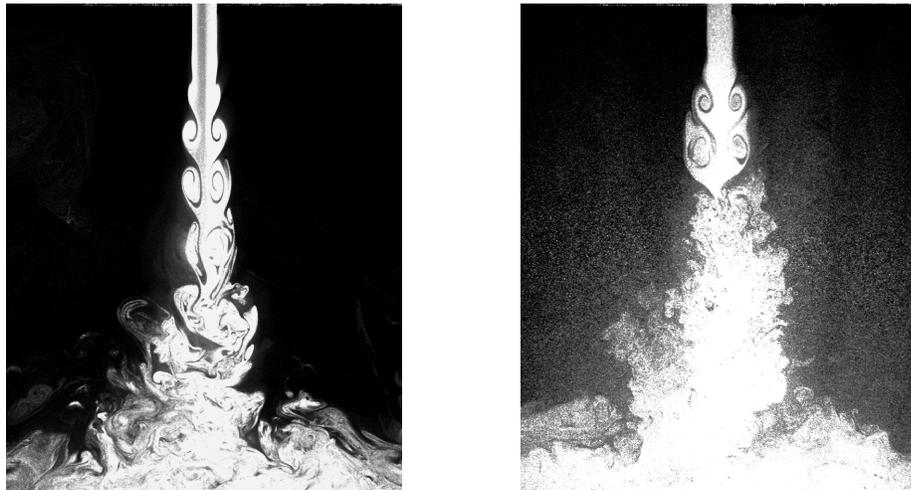


Figura 2-7: Jets planos en impacto con inestabilidades simétricas, $Re=1000$ (izq.), $Re=3000$ (der.).

2.4.3 Zona Desarrollada

Esta zona se encuentra posteriormente a la zona de transición. En general se produce desde una distancia normalizada (desde la boquilla) x/e igual a 20 en adelante, sin embargo, depende de las condiciones particulares en que se desarrolle la experimentación. En esta zona la turbulencia se encuentra completamente desarrollada y es donde se han realizado mayores estudios y caracterizaciones para distintos flujos.

Esta zona se caracteriza por presentar perfiles bien definidos para las magnitudes medias, las que pueden ser representadas mediante funciones analíticas. Como se mencionó anteriormente, esta zona presenta el concepto de auto-similitud (en inglés *self-similarity*), concepto que será explicado a continuación de forma general.

2.4.3.1 Self-similarity

Este es un importante concepto que aparece en variados contextos respecto al estudio de flujos turbulentos. Para entender de forma general este concepto se considera una magnitud $Q(x,y)$ que depende de dos variables independientes, x e y . Como funciones de x se definen las escalas características $Q_0(x)$ y $\delta(x)$ que son definidas para la variable dependiente Q y la variable independiente y respectivamente.

De estas variables se definen las siguientes variables adimensionales:

$$\xi \equiv \frac{y}{\delta(x)} \quad (2-15)$$

$$\tilde{Q}(\xi, x) \equiv \frac{Q(x, y)}{Q_0(x)} \quad (2-16)$$

Si estas variables adimensionales son independientes de x , es decir, existe una función $\hat{Q}(\xi)$ tal que

$$\tilde{Q}(\xi, x) = \hat{Q}(\xi), \quad (2-17)$$

entonces $Q(x, y)$ es llamada auto-similar. En este caso, $Q(x, y)$ puede ser expresada en términos de funciones de variables independientes simples, tales como $Q_0(x)$, $\delta(x)$ y $\hat{Q}(\xi)$.

Es importante mencionar que las escalas $Q_0(x)$ y $\delta(x)$ deben ser elegidas de forma apropiada ya que usualmente poseen una ley de potencia como dependencia de x . Otro aspecto a considerar, así como es observado en la experimentación de jets, es que el comportamiento auto-similar puede ser observado sobre un rango de x y no sobre todo x . Por último, la característica principal de esta condición es que si la cantidad auto-similar $Q(x, y)$ es gobernada por una ecuación diferencial parcial, entonces $Q_0(x)$, $\delta(x)$ y $\hat{Q}(\xi)$ son gobernadas por ecuaciones diferenciales ordinarias.

2.4.3.2 Auto-similitud en jets planos

De numerosas experimentaciones se sabe que el jet plano presenta un comportamiento auto-similar para su velocidad media y sus esfuerzos de Reynolds al ser escalados por $U_m(x)$ y $b(x)$ en esta zona en particular. Este comportamiento se ve representado de tal forma que para distintos planos transversales del jet las curvas escaladas poseen un único perfil, tal como se aprecia para el caso de la velocidad media axial del jet en la figura 2-8 y para los esfuerzos de Reynolds en la figura 2-9.

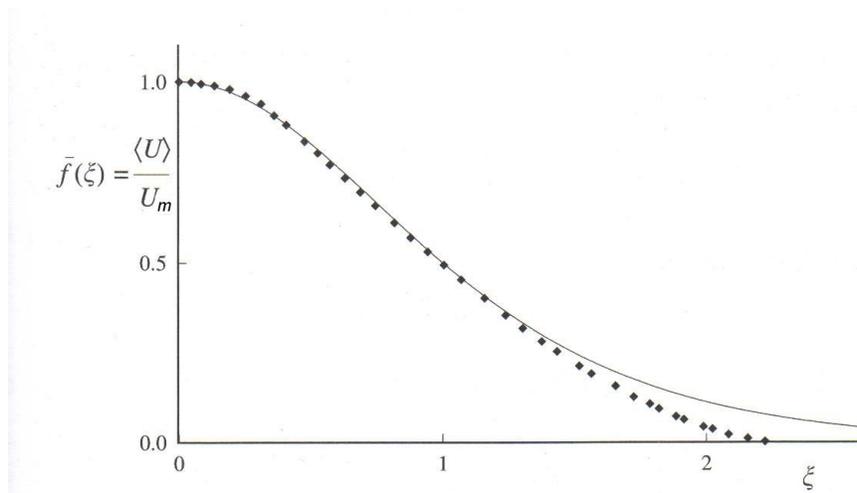


Figura 2-8: Perfil de velocidad media en la zona de autosimilitud de un jet plano, extraído de Pope [5].

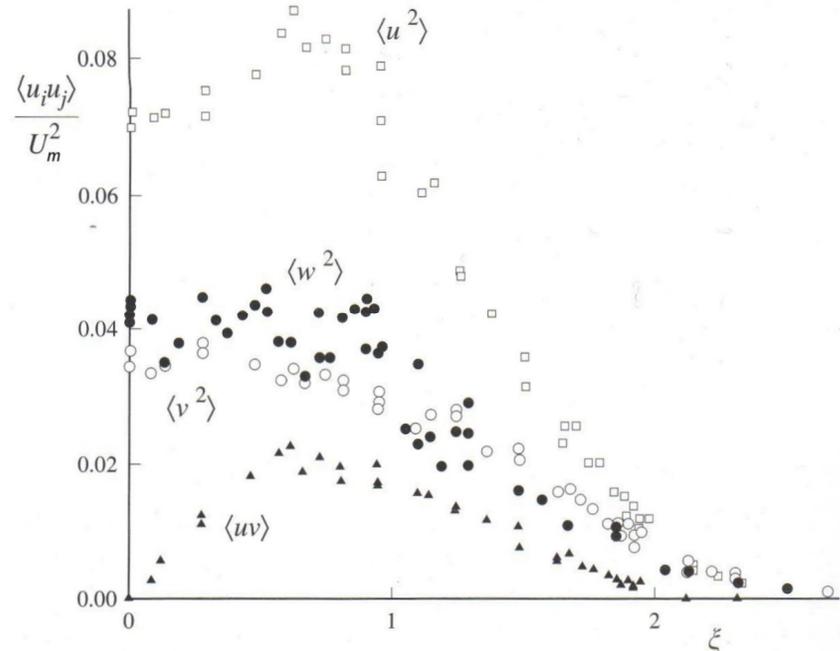


Figura 2-9: Perfiles de esfuerzos de Reynolds de la zona de autosimilitud de un jet plano, extraído de Pope [5].

Este comportamiento de auto-similitud implica que en la Zona Desarrollada el perfil auto-similar de la velocidad media queda definido como:

$$\bar{f}(\xi) \equiv \frac{U}{U_m(x)}, \tag{2-18}$$

donde ξ está definido como

$$\xi \equiv \frac{y}{b(x)}. \tag{2-19}$$

Además, de la experimentación realizada por distintos autores se ha descubierto que en esta zona la variación del semiancho $b(x)$ es lineal respecto a x , es decir,

$$\frac{db(x)}{dx} = S, \tag{2-20}$$

donde la tasa de expansión S es constante, $S \approx 0.10$. Esta última característica puede ser deducida de la ecuación de movimiento para capa límite, la que rige el movimiento de un jet libre.

Considerando la ecuación de momentum axial para capa límite, en su forma conservativa y despreciando los términos viscosos se tendrá:

$$\frac{\partial}{\partial x} U^2 + \frac{\partial}{\partial y} (UV) = -\frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}). \tag{2-21}$$

Integrando respecto a y se obtiene

$$\frac{d}{dx} \int_{-\infty}^{\infty} U^2 dy = 0, \tag{2-22}$$

ya que U y $\overline{u'v'}$ son cero para $y \rightarrow \pm\infty$.

El caudal de momento (por unidad de profundidad) está dado por la ecuación:

$$\dot{M} = \int_{-\infty}^{\infty} \rho U^2 dy, \quad (2-23)$$

por lo tanto este caudal se conserva (independiente de x).

Como se mencionó anteriormente, en esta zona el perfil de velocidad media axial es definido como

$$U \equiv U_m(x) \bar{f}(\xi), \quad (2-24)$$

lo que implica que el caudal de momentum queda expresado de la forma

$$\dot{M} = \rho U_m^2(x) b(x) \int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}(\xi)^2 d\xi. \quad (2-25)$$

Evidentemente el producto $U_m^2(x) b(x)$ debe ser independiente de x , del cual se deduce que

$$\frac{b(x)}{U_m} \frac{dU_m}{dx} = -\frac{1}{2} \frac{db(x)}{dx}. \quad (2-26)$$

Substituyendo los perfiles de auto-similitud para U y $\overline{u'v'}$, donde $\overline{u'v'} = U_m^2 \bar{g}(\xi)$, en la ecuación de la capa límite, se obtiene:

$$\frac{1}{2} \frac{db(x)}{dx} \left(\bar{f}^2 + \frac{d\bar{f}}{d\xi} \int_0^\xi \bar{f} d\xi \right) = \frac{d\bar{g}}{d\xi}. \quad (2-27)$$

Como se observa en esta ecuación, el término del lado derecho, así como los términos en el paréntesis son independientes de x , lo que implica que $db(x)/dx$ también debe ser independiente de x . Por lo tanto, la auto-similitud requiere que la tasa de expansión $S = db(x)/dx$ sea constante y por conservación de momentum que U_m varíe como $x^{-1/2}$. Este comportamiento puede ser observado en la parte derecha de la figura 2-5, en donde se tomó el logaritmo en ambos ejes del gráfico.

Como es sabido, las ecuaciones turbulentas para la capa límite presentan el problema de cierre, es decir, hay dos ecuaciones (continuidad y momento) en la que influyen tres variables independientes, U , V y $\overline{u'v'}$. Este problema de cierre puede ser superado si se especifica una viscosidad turbulenta $\nu_T(x,y)$, la cual es definida tal que

$$\overline{u'v'} = -\nu_T \frac{\partial U}{\partial y}. \quad (2-28)$$

La auto-similitud de U y $\overline{u'v'}$ implican la auto-similitud de la viscosidad turbulenta, es decir, se cumple que

$$\nu_T(x,y) = U_m(x) b(x) \hat{\nu}_T(\xi), \quad (2-29)$$

donde $\hat{\nu}_T(\xi)$ es el perfil normalizado de la viscosidad turbulenta. Se observa que esta viscosidad para el jet plano en la zona de auto-similitud aumenta como $x^{1/2}$, al igual que el número de Reynolds local

$$\text{Re}_m(x) = \frac{U_m(x) b(x)}{\nu}. \quad (2-30)$$

Por otro lado, el número de Reynolds turbulento, definido como

$$\text{Re}_T = \frac{U_m(x)b(x)}{\nu_T(x,b)}, \quad (2-31)$$

se vuelve completamente independiente de x .

Si se considera a la viscosidad turbulenta como constante para todo el ancho del flujo, se puede obtener una solución analítica para la ecuación de la capa límite que rige al jet libre. Esta ecuación corresponde a:

$$\bar{f}(\xi) = \text{sech}^2(\alpha\xi), \quad (2-32)$$

donde $\alpha = \frac{1}{2} \ln(1 + \sqrt{2})^2$. Esta función está comparada con resultados experimentales en la figura 2-8. Como se observa, ambas curvas son prácticamente idénticas a excepción de los bordes, donde la suposición de un valor constante para la viscosidad turbulenta deja de ser apropiada ya que en este sector tiende a cero, produciendo que el perfil experimental disminuya su valor más rápidamente que la ecuación analítica. Es importante mencionar además que la viscosidad turbulenta escalada que produce una tasa de expansión $S \approx 0.10$ corresponde a

$$\text{Re}_T = \frac{1}{\nu_T} \approx 31. \quad (2-33)$$

2.4.4 Zona de impacto

En esta zona la teoría de jet libre deja de tener validez debido a la influencia de la superficie de impacto. Como se mencionó anteriormente, en esta zona la turbulencia que se produce es debido a la interacción directa del flujo con una superficie a diferencia de las zonas anteriores. Esta interacción genera una reconfiguración del jet, formando dos jets de pared a cada lado del impacto, tal como se observa en la figura 2-10. La influencia de esta zona se extiende a partir de una distancia normalizada de $x/H > 0.75$ aproximadamente.

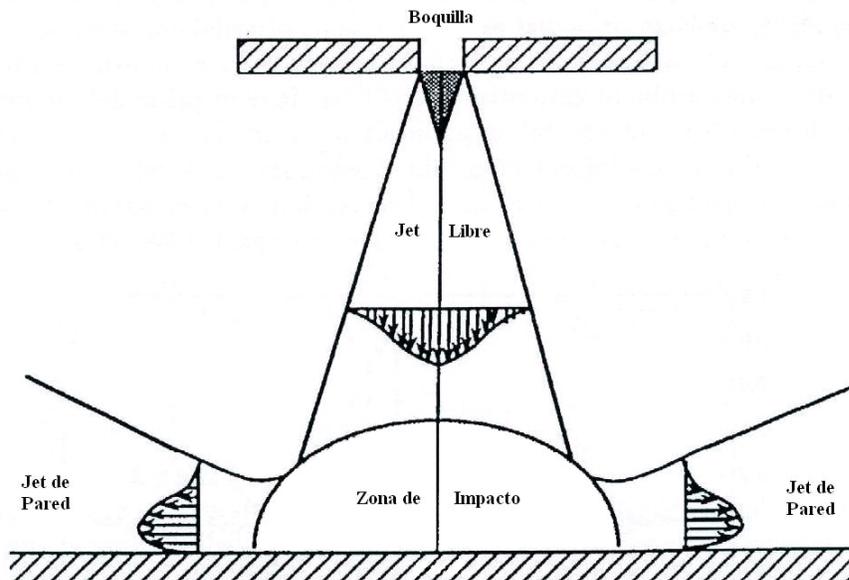


Figura 2-10: Esquema de la zona de impacto

Si se tiene un jet en impacto en un espacio confinado, la presencia de los jets de pared que se forman luego del impacto tienen una gran influencia en la dinámica del fluido dentro de este espacio. En particular se generarán recirculaciones que pueden o no influir en el jet dependiendo de las condiciones particulares del problema, como por ejemplo dependiendo del tamaño del espacio considerado; si el espacio es grande estas recirculaciones no tendrán una influencia cuantificable en el jet y producirán más recirculaciones “aguas abajo”. Al contrario, si el espacio considerado es pequeño las recirculaciones que se forman influirán en el jet cambiando la dinámica del sistema, pudiendo afectar incluso las características de confinación requeridas.

Beaubert [12] realizó simulaciones numéricas utilizando el modelo de turbulencia Large Eddy Simulation (LES) de un jet en impacto, en los que se aprecia la influencia del número de Reynolds en el desarrollo del flujo. En la figura 2-11 se aprecian las líneas de corriente para distintos flujos obtenidos de estas simulaciones, mostrando la influencia que poseen los jets de pared en las zonas adyacentes al jet.

En esta figura se aprecia la formación de dos grandes recirculaciones y dos recirculaciones más pequeñas cercanas a la boquilla de la cortina, las cuales tienden a desaparecer a medida que aumenta el número de Reynolds del jet.

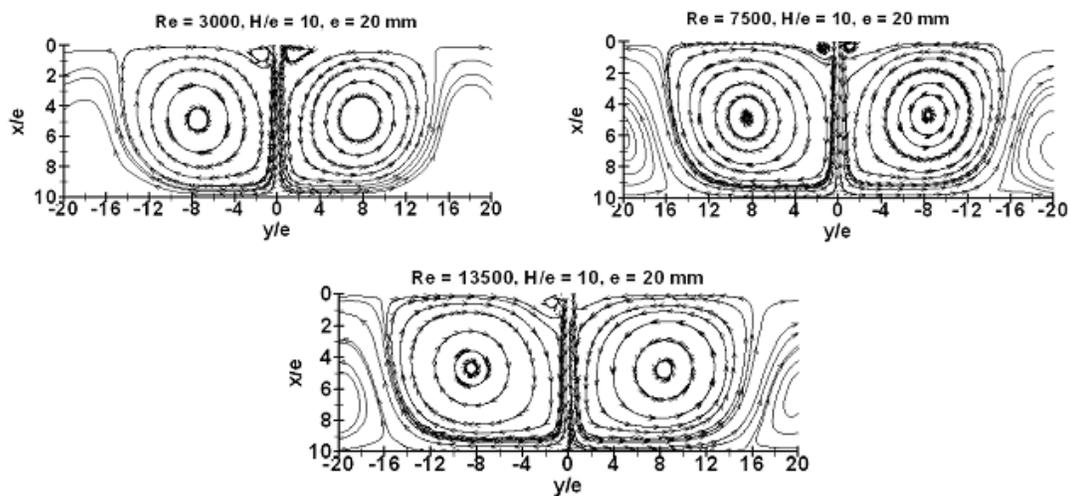


Figura 2-11: Líneas de corriente para $Re=3.000, 7.500$ y 13.500 , Beaubert (2005).

2.5 Influencia de parámetros geométricos

2.5.1 Razón de apertura H/e

Una aplicación bastante común de este tipo de jets en impacto es utilizarlo como medio enfriador para el templado del vidrio. En esta aplicación se busca aumentar lo máximo posible la intensidad de turbulencia en la zona de impacto de tal forma que el intercambio térmico sea máximo. De estas experiencias se ha demostrado la relación existente entre Intensidad de Turbulencia y la razón de apertura.

En la figura 2-12 se aprecia la experimentación realizada por Maurel [13], en donde se observa que el máximo de la intensidad de turbulencia en el eje central del jet se alcanza para una razón

de apertura de $H/e = 10$. Este máximo alcanzado es de un 24% aproximadamente, proporcionando un nivel adecuado para comparar posibles resultados en las simulaciones a realizar.

Este valor obtenido por Maurel ha sido utilizado en la formulación de la geometría a simular ya que, si se presenta un máximo en la intensidad de turbulencia, se tendrá el peor caso posible para producir el confinamiento requerido producto de la mayor transferencia por efectos turbulentos, lo que implica que si el confinamiento es lograda de forma satisfactorio para este caso también debiera cumplirse para cualquier otra situación.

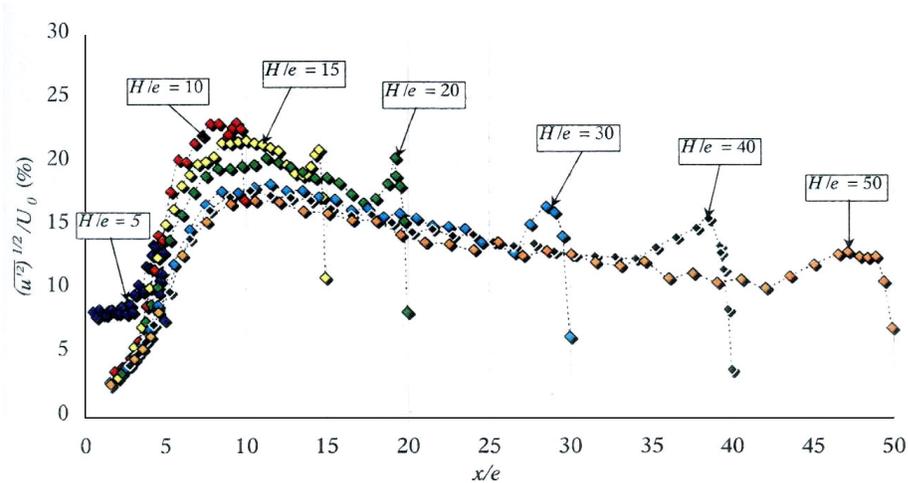


Figura 2-12: Influencia de la razón de apertura sobre la Intensidad de Turbulencia en el eje del jet, $Re=27.000$, $e=20mm$, Maurel (2001).

2.5.2 Comparación de escalas

Maurel además realizó una comparación de escalas, manteniendo constante la relación de apertura $H/e = 15$, pero variando los valores absolutos de las dimensiones relevantes H y e . En la figura 2-13 se aprecia la velocidad media normalizada en el eje del jet para distintos sets de parámetros geométricos, mostrando que no existe influencia de estos parámetros si se mantiene constante la razón de apertura.

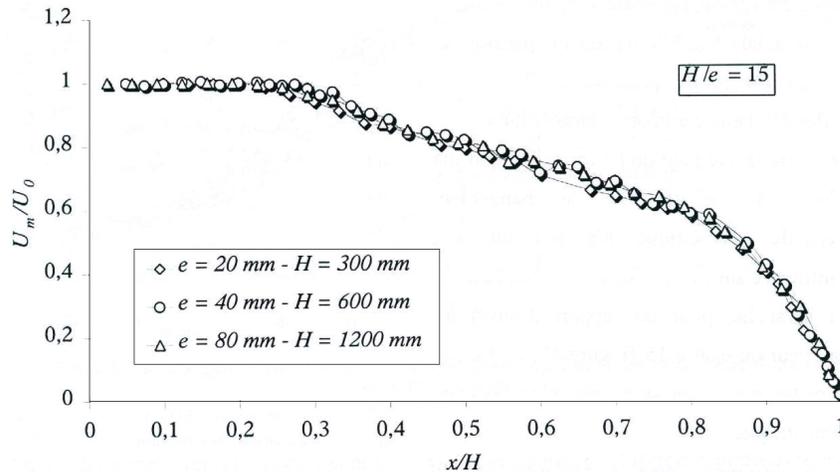


Figura 2-13: Influencia de la escala sobre la velocidad media en el eje del jet, $Re=27.000$, Maurel (2001).

2.6 Configuración Doble jet-Doble flujo

Una vez revisado el comportamiento del jet simple en impacto se puede entender de mejor manera el comportamiento del doble jet y de la configuración doble jet-doble flujo utilizada en este estudio. Para el caso de un doble jet se tendrán dos jets simples idénticos bastante cercanos entre sí, afectando la dinámica de los flujos producidos y formando un único jet aguas abajo. Para el caso particular de un doble jet-doble flujo se tiene un doble jet que está formado por dos jets con flujos y/o características diferentes, por lo que al juntarse estos flujos aguas abajo se tendrá un jet con características diferentes para cada lado de éste.

Al igual que para el caso del jet simple, estas configuraciones producen jets de pared luego de impactar contra el suelo, modificando la dinámica del flujo en el espacio confinado. Un efecto importante que debe ser tomado en cuenta para las cortinas tipo doble jet-doble flujo es la interacción entre los dos jets que la forman, lo que favorece la proliferación de estructuras turbulentas debido a las diferentes condiciones de los flujos.

Debido a que para cada lado de la cortina se tendrán características distintas, existe la complicación de cómo caracterizar de alguna forma el doble jet-doble flujo. En particular, para el caso de doble jets con flujos isotérmicos (de igual temperatura) y con el mismo caudal, Gupta [1] y otros autores han utilizado la misma definición de número de Reynolds definido para un jet simple, incluyendo (sumando) el ancho de las dos boquillas en la expresión. Sin embargo, esto solo sirve para casos muy puntuales, ya que debiera no ser aplicable para flujos distintos.

Como se mencionó anteriormente, la forma de considerar un doble jet-doble flujo como la unión de dos jets simples representa una forma alternativa y permite cuantificar al doble jet por medio de la caracterización de cada jet por separado, es decir, para el caso de una cortina tipo doble jet-doble flujo se considerará un número de Reynolds compuesto $Re_{hor}-Re_{cold}$, donde el primer valor representa el número de Reynolds de la cortina caliente (típicamente menor) y el segundo valor el número de Reynolds de la cortina fría.² Esta caracterización permite tener dos jets

² Esta definición del Número de Reynolds compuesto no representa la resta de los valores de cada jet, sino que es una forma de incluir explícitamente los dos valores para una cortina.

completamente diferentes, tanto en sus propiedades como en sus características cinemáticas, influyendo en la dinámica de la cortina.

En la figura 2-14 se muestra un esquema de cómo se unen los dos jets que salen de las boquillas para el caso de un doble jet. En este caso se aprecia que la distancia entre los dos jets es significativa (a diferencia del caso a analizar con este estudio) donde se observa una zona de velocidad negativa para el eje de simetría, así como la formación de una zona de baja presión que es la responsable de forzar a que los jets se junten ([14],[15],[16]).

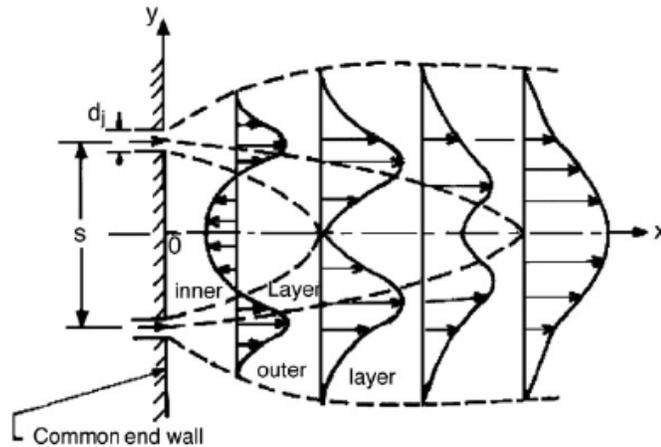


Figura 2-14: Esquema del flujo para un doble jet libre, extraído de Suyambazhahan (2007).

3 Modelación Matemática

En este capítulo se presenta la modelación matemática de los distintos procesos involucrados en la simulación. Debido a la naturaleza turbulenta de los jets considerados en las cortinas de aire, deben ser incluidos modelos de turbulencia para representar de mejor forma el comportamiento dinámico del dispositivo de confinación. En este capítulo se aborda con mayor detalle el desarrollo del método de turbulencia Reynolds Stress Model, sin embargo también se incluyen el modelo de turbulencia V2F, una reseña del modelo de turbulencia $k-\varepsilon$ y el modelo de radiación Surface to Surface. Todos estos modelos se encuentran implementados en el programa CFD comercial FLUENT 6.2.

3.1 Ecuaciones de Balance

Todo flujo debe cumplir con las ecuaciones de balance del sistema, las que corresponden a la ecuación de conservación de masa y las ecuaciones de balance de momento o también denominadas de Navier-Stokes. Dependiendo de la complejidad del problema considerado, deben ser resueltas ecuaciones de balance adicionales, como por ejemplo la ecuación de energía. Para el caso considerado en este trabajo es necesario incluir la influencia de la temperatura, por lo que la ecuación de balance de energía es incluida en todas las simulaciones realizadas a menos de que sea indicado lo contrario. Incorporar modelos de turbulencia al problema proporciona ecuaciones de transporte adicionales a la simulación, cuya formulación depende del modelo escogido.

3.1.1 Ecuación de Conservación de Masa

La ecuación de conservación de masa, o ecuación de continuidad, puede ser escrita de la siguiente forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = S_m \quad (3-1)$$

Esta ecuación es la forma general de la ecuación de conservación de masa y es válida tanto para flujos incompresibles, como compresibles. El término fuente S_m corresponde a masa agregada al flujo, la cual será considerada nula para las simulaciones realizadas.

3.1.2 Ecuación de Balance de Cantidad de Movimiento

El balance de la cantidad de movimiento en un sistema inercial (no acelerado) está descrito por la ecuación:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\vec{\tau}) + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (3-2)$$

donde p es la presión estática, $\vec{\tau}$ es el tensor de esfuerzos, $\rho \vec{g}$ es la fuerza gravitacional del cuerpo y \vec{F} representa las fuerzas externas al cuerpo.

Para un fluido newtoniano el tensor de esfuerzos estará determinado por la siguiente expresión:

$$\bar{\tau} = \mu \left[(\nabla \bar{u} + \nabla \bar{u}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \bar{u} I \right], \quad (3-3)$$

con μ como la viscosidad molecular, I es el tensor unitario y el segundo término de la mano derecha es el efecto de la dilatación del volumen.

3.1.3 Ecuación de Balance de Energía

La ecuación de balance energía puede ser expresada de la siguiente forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \nabla \cdot (\bar{u} (\rho E + p)) = \nabla \cdot (\kappa_{eff} \nabla T + (\bar{\tau}_{eff} \cdot \bar{u})) + S_h, \quad (3-4)$$

donde κ_{eff} es la conductividad térmica efectiva, que representa a la suma $\kappa + \kappa_t$, donde κ_t es la conductividad térmica turbulenta, definida de acuerdo al modelo turbulento que es utilizado. Los primeros dos términos del lado derecho de la ecuación de energía representan la transferencia de energía debido a la conducción y disipación viscosa respectivamente. El término S_h es un término que incluye el calor debido a una reacción química, una fuente de radiación o algún término fuente existente que puede ser definido.

3.2 Modelación de la Turbulencia

En este trabajo se utiliza el modelo de turbulencia Reynolds Stress Model, el cual es considerado como un modelo de orden superior debido a su mayor precisión en su formulación respecto a otros modelos de turbulencia comúnmente utilizados, como son los modelos $k-\varepsilon$, $k-\omega$ o Spalart-Allmaras entre otros. Sin embargo, la utilización de modelos “superiores” no garantiza a priori mejores soluciones, ya que no existe un único modelo de turbulencia que sea aceptado universalmente como el mejor para todos los tipos de flujo, por lo que es necesario elegir el modelo según el tipo de flujo, sus aplicaciones, el nivel de exactitud requerido, los recursos computacionales disponibles y el tiempo disponible para simular.

3.2.1 Distintos enfoques

Lograr una solución exacta de las ecuaciones de Navier-Stokes para flujos turbulentos con altos números de Reynolds (Direct Numerical Simulation) representa un costo computacional prácticamente impensable, por lo menos en la actualidad. Debido a esta limitación, dos métodos alternativos pueden ser empleados para transformar las ecuaciones de Navier-Stokes de tal forma que las fluctuaciones para las escalas pequeñas no tengan que ser simuladas directamente: los promedios de Reynolds y a través del filtrado de las ecuaciones. Ambos métodos introducen términos adicionales en las ecuaciones de balance que requieren ser modeladas para poder lograr un sistema cerrado (es decir, igual número de ecuaciones como de incógnitas.)

Las ecuaciones de Navier-Stokes promediadas de acuerdo a la descomposición de Reynolds, RANS debido a sus siglas en inglés (Reynolds-Averaged Navier-Stokes), representan las ecuaciones de transporte sólo para las cantidades medias del flujo, siendo modeladas todas las escalas de la turbulencia [17]. Este enfoque de buscar una solución para las variables medias representa una disminución importante de los recursos computacionales requeridos. Si el flujo medio es estacionario, las ecuaciones que gobiernan el flujo no contendrán derivadas temporales, con lo que pueden ser obtenidas soluciones estacionarias de forma económica. En situaciones

transientes, este enfoque también produce ventajas computacionales ya que el paso de tiempo utilizado estará determinado por la inestabilidad global del flujo medio en vez que de su turbulencia. Este enfoque es utilizado por diversos modelos de turbulencia, tales como el Spalart-Allmaras, en $k-\varepsilon$ y sus variantes, el $k-\omega$ y sus variantes y el modelo RSM.

El modelo Large Eddy Simulation (LES) por su parte proporciona un enfoque alternativo en el cual los vórtices más grandes son completamente calculados en una simulación transiente, utilizando ecuaciones que han sido “filtradas”. El proceso de filtrado de las ecuaciones representa una manipulación de las ecuaciones exactas de Navier-Stokes, en donde son removidos sólo los vórtices menores al tamaño de un filtro, el cual es usualmente el tamaño de la malla. Este proceso de filtrado también produce incógnitas adicionales, las cuales deben ser modeladas para obtener un sistema de ecuaciones cerrado. Este particular enfoque se basa en el hecho que para escalas pequeñas un modelo universal puede ser más fácil de encontrar, el cual tiende a ser más isotrópico y menos afectado por las características macroscópicas del flujo que para el caso de los vórtices mayores.

Este enfoque produce que sean necesarios una gran cantidad de recursos computacionales para resolver los vórtices, que son responsables por contener gran parte de la energía del flujo. La mayoría de las simulaciones exitosas realizadas con LES han utilizado discretizaciones espaciales de alto orden, teniendo cuidado de resolver todas las escalas mayores que el subrango inercial, lo que se traduce en elevados costos computacionales. Por otro lado, la degradación de precisión de las cantidades del flujo medio debido a bajas resoluciones de este modelo no ha sido bien documentada.

3.2.2 Modelo de turbulencia Reynolds Stress Model (RSM)

En esta formulación se utiliza la descomposición de Reynolds de las variables involucradas. Esta descomposición corresponde a denotar las variables instantáneas como una componente media (ensemble-averaging or time-averaged) y una componente fluctuante. Para las componentes de la velocidad se tiene:

$$u_i = U_i + u'_i, \quad (3-5)$$

donde U_i y u'_i son las componentes de la velocidad media y fluctuante respectivamente. Esta notación es equivalente a la utilizada en capítulos anteriores.

De igual forma para un escalar:

$$\phi_i = \bar{\phi} + \phi', \quad (3-6)$$

donde ϕ denota un escalar como la presión o energía.

Sustituyendo expresiones de esta forma para las variables del flujo en las ecuaciones instantáneas de continuidad y momento, y luego promediando se tienen las ecuaciones RANS:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i) = 0 \quad (3-7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i U_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (3-8)$$

Los esfuerzos de Reynolds, $-\overline{\rho u'_i u'_j}$, representan el efecto de la turbulencia sobre el flujo, diferenciándolo del flujo laminar. Este término debe ser modelado para “cerrar” las ecuaciones anteriores.

Para lograr este sistema cerrado, el modelo RSM utiliza una ecuación de transporte para los esfuerzos de Reynolds en conjunto con una ecuación para la tasa de disipación ε , por lo que un modelo en dos dimensiones (2D) se requerirá resolver 4 ecuaciones adicionales, mientras que un modelo en tres dimensiones (3D) se requerirá resolver 7 ecuaciones adicionales.

3.2.3 Ecuaciones de transporte de los esfuerzos de Reynolds³

La ecuación exacta de transporte de los esfuerzos de Reynolds, $\overline{\rho u'_i u'_j}$, puede ser escrita de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{\rho u_k u'_i u'_j}) = - \frac{\partial}{\partial x_k} [\overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + \overline{p(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j)}] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right] - \rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) - \rho \beta (\overline{g_i u'_j \Theta} + \overline{g_j u'_i \Theta}) \\ & + p \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) - 2\mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} - 2\rho \Omega_k (\overline{u'_j u'_m \varepsilon_{ikm}} + \overline{u'_i u'_m \varepsilon_{jkm}}) + S_{user} \end{aligned} \quad (3-9)$$

El primer término de esta ecuación representa la derivada temporal local, mientras que el segundo término representa la convección. Por simplicidad, los términos de esta ecuación serán denotados de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} C_{ij} & \equiv \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{\rho u_k u'_i u'_j}) \equiv \text{Convección}, \\ D_{T,ij} & \equiv - \frac{\partial}{\partial x_k} [\overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + \overline{p(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j)}] \equiv \text{Difusión Turbulenta}, \\ D_{L,ij} & \equiv \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right] \equiv \text{Difusión Molecular}, \\ P_{ij} & \equiv - \rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) \equiv \text{Producción de Esfuerzo (Stress Production)}, \\ G_{ij} & \equiv - \rho \beta (\overline{g_i u'_j \Theta} + \overline{g_j u'_i \Theta}) \equiv \text{Producción por Buoyancy}, \\ \phi_{ij} & \equiv p \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \equiv \text{Presión-Deformación (Pressure Strain)}, \\ \varepsilon_{ij} & \equiv 2\mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} \equiv \text{Tasa de Disipación}, \\ F_{ij} & \equiv -2\rho \Omega_k (\overline{u'_j u'_m \varepsilon_{ikm}} + \overline{u'_i u'_m \varepsilon_{jkm}}) \equiv \text{Producción por Rotación del Sistema}, \end{aligned}$$

³ Referencia [17]

$S_{user} \equiv$ Término Fuente.

Varios de estos términos no requieren de ninguna modelación y pueden ser calculados de forma directa, sin embargo, los términos $D_{T,ij}$, G_{ij} , ϕ_{ij} , ε_{ij} requieren modelación de las ecuaciones.

3.2.3.1 Modelación del Transporte Difusivo Turbulento

El término $D_{T,ij}$ es modelado como:

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_k} \right), \quad (3-10)$$

donde $\sigma_k = 0.82$ y la expresión de μ_t se presentará más adelante. Esta ecuación se basa en el modelo de difusión-gradiente generalizado (generalized gradient-diffusion model), el cual es simplificado para evitar inestabilidades numéricas.

3.2.3.2 Modelación del término Presión-Deformación

3.2.3.2.1 Modelo Presión-Deformación Lineal

La modelación clásica de ϕ_{ij} utiliza la siguiente descomposición:

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w}, \quad (3-11)$$

en donde el término $\phi_{ij,1}$ es llamado el término presión-deformación lento, también llamado como “return-to-isotropy term”. El segundo término, $\phi_{ij,2}$ el llamado término presión-deformación rápido y $\phi_{ij,w}$ es el término de reflexión de pared (wall-reflection term).

$$\phi_{ij,1} \equiv -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right], \quad (3-12)$$

donde $C_1 = 1.8$.

$$\phi_{ij,2} \equiv -C_2 \left[(P_{ij} + F_{ij} + G_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P + G - C) \right], \quad (3-13)$$

donde $C_2 = 0.6$, P_{ij} , F_{ij} , G_{ij} y C_{ij} son definidos en la ecuación de transporte de los esfuerzos de Reynolds. $P = \frac{1}{2} P_{kk}$, $G = \frac{1}{2} G_{kk}$ y $C = \frac{1}{2} C_{kk}$.

$$\begin{aligned} \phi_{ij,w} \equiv & C'_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u'_k u'_m n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u'_i u'_k n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{u'_j u'_k n_i n_k} \right) \frac{k^{3/2}}{C_l \varepsilon d} \\ & + C'_2 \left(\phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{k^{3/2}}{C_l \varepsilon d}, \end{aligned} \quad (3-14)$$

donde $C'_1 = 0.5$, $C'_2 = 0.3$, n_k es la componente x_k de la unidad normal a la muralla, d es la distancia normal a la muralla y $C_l = \frac{C_\mu^{3/4}}{\kappa}$, donde $C_\mu = 0.09$ y κ es la constante Von Kármán ($=0.4187$). Esta formulación es la seleccionada por defecto.

3.2.3.2.2 Modificaciones para bajos Re al modelo de Presión-Deformación Lineal

Estas modificaciones se basan en que las constantes utilizadas en el modelo lineal pasan a ser funciones de las invariantes de los esfuerzos de Reynolds y del número de Reynolds turbulento.

$$\begin{aligned}
 C_1 &= 1 + 2.58A\sqrt{A_2} \left\{ 1 - \exp\left[-(0.0067 \text{Re}_t)^2\right] \right\} \\
 C_2 &= 0.75\sqrt{A} \\
 C'_1 &= -\frac{2}{3}C_1 + 1.67 \\
 C'_2 &= \max\left[\frac{\frac{2}{3}C_2 - \frac{1}{6}}{C_2}, 0 \right]
 \end{aligned} \tag{3-15}$$

Con el número de Reynolds turbulento definido como:

$$\text{Re}_t = \frac{\rho k^2}{\mu \varepsilon} \tag{3-16}$$

Los parámetros A y los invariantes A_2 y A_3 se definen como:

$$\begin{aligned}
 A &\equiv \left[1 - \frac{9}{8}(A_2 - A_3) \right] \\
 A_2 &\equiv a_{ik} a_{ki} \quad , \\
 A_3 &\equiv a_{ik} a_{kj} a_{ji}
 \end{aligned} \tag{3-17}$$

a_{ij} corresponde al tensor anisotrópico de los esfuerzos de Reynolds (Reynolds-stress anisotropy tensor).

$$a_{ij} = -\left(\frac{-\rho \overline{u'_i u'_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}}{\rho k} \right) \tag{3-18}$$

Estas modificaciones son empleadas solamente cuando está activado el Tratamiento de Pared Avanzado (*Enhanced Wall Treatment*), el cual no se ocupó en este estudio debido a problemas de convergencia de las soluciones.

3.2.3.2.3 Modelo de Presión-Deformación Cuadrático

Este modelo ha sido demostrado que provee un mejor desempeño en un rango de problemas básicos. Esta mayor precisión debiera ser beneficiosa para un amplio rango de flujos ingenieriles complejos, particularmente aquellos con fuertes curvaturas del flujo. Este modelo es opcional, sin embargo, no está disponible en FLUENT cuando está seleccionado el tratamiento de pared avanzado.

$$\begin{aligned}
 \phi_{ij} &= -(C_1 \rho \varepsilon + C_1^* P) b_{ij} + C_2 \rho \varepsilon \left(b_{ik} b_{kj} - \frac{1}{3} b_{mn} b_{mn} \delta_{ij} \right) + (C_3 - C_3^* \sqrt{b_{ij} b_{ij}}) \rho k S_{ij} \\
 &\quad + C_4 \rho k \left(b_{ij} S_{jk} + b_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} b_{mn} S_{mn} \delta_{ij} \right) + C_5 \rho k (b_{ik} \Omega_{jk} + b_{jk} \Omega_{ik})
 \end{aligned} \tag{3-19}$$

donde b_{ij} es el tensor anisotrópico de los esfuerzos de Reynolds, definido como

$$b_{ij} = - \left(\frac{-\rho \overline{u'_i u'_j} + 2/3 \rho k \delta_{ij}}{2\rho k} \right). \quad (3-20)$$

La tasa media de deformación (mean strain rate), S_{ij} , es definida como

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right). \quad (3-21)$$

El tensor de la tasa media de rotación (mean rate-of-rotation tensor), Ω_{ij} , es definido como

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (3-22)$$

Las constantes de este modelo son

$$C_1 = 3.4, \quad C_1^* = 1.8, \quad C_2 = 4.2, \quad C_3 = 0.8, \quad C_3^* = 1.3, \quad C_4 = 1.25, \quad C_5 = 0.4.$$

Este modelo, pese a que debiera generar mejores resultados que para el caso standard genera problemas de divergencia de las simulaciones, por lo que no es utilizado en el presente trabajo.

3.2.3.3 Efectos de Buoyancy en la Turbulencia

El término de producción debido a fuerzas ascendentes o de flotabilidad, denominado (en inglés) buoyancy es modelado como

$$G_{ij} = \beta \frac{\mu_t}{Pr_t} \left(g_i \frac{\partial T}{\partial x_j} + g_j \frac{\partial T}{\partial x_i} \right), \quad (3-23)$$

donde Pr_t es el número de Prandtl turbulento para la energía, con un valor por defecto de 0.85.

β es el coeficiente de expansión térmica definido como

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p. \quad (3-24)$$

Para gases ideales, lo cual corresponde a una suposición de este trabajo, se tiene que G_{ij} queda modelado como:

$$G_{ij} = -\frac{\mu_t}{\rho Pr_t} \left(g_i \frac{\partial \rho}{\partial x_j} + g_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right). \quad (3-25)$$

3.2.3.4 Modelación de la Energía Cinética Turbulenta

Cuando la energía cinética turbulenta es necesitada para modelar un valor específico se utiliza la traza del tensor de los esfuerzos de Reynolds

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}. \quad (3-26)$$

Sin embargo, existe una opción disponible para resolver una ecuación de transporte para la energía cinética turbulenta, con la cual se puede obtener una condición de borde para los esfuerzos de Reynolds. En este caso, se utiliza la siguiente ecuación:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2} (P_{ii} + G_{ii}) - \rho \varepsilon (1 + 2M_t^2) + S_k, \quad (3-27)$$

donde $\sigma_k = 0.82$ y S_k es el término fuente definido por el usuario.

A pesar que esta ecuación es resuelta de forma global en todo el dominio del flujo, los valores obtenidos son usados únicamente para las condiciones de borde. En todo el resto de los casos, el valor de k es obtenido de la traza del tensor de los esfuerzos de Reynolds.

3.2.3.5 Modelación de la Tasa de Disipación

El tensor de la tasa de disipación (dissipation tensor), ε_{ij} , es modelado como

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \varepsilon. \quad (3-28)$$

El escalar de la tasa de disipación, ε , es calculado con una ecuación de transporte similar a la usada en el modelo k - ε standard.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{1}{2} [P_{ii} + C_{\varepsilon 3} G_{ii}] \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon, \quad (3-29)$$

donde $\sigma_\varepsilon = 1.0$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$ y $C_{\varepsilon 3}$ es evaluada como una función de la dirección local del flujo relativo al vector de gravedad.

$$C_{\varepsilon 3} = \tanh \left| \frac{v}{u} \right|, \quad (3-30)$$

donde v es la componente de la velocidad del flujo paralela al vector de gravedad y u la componente de la velocidad del flujo perpendicular al vector de gravedad.

3.2.3.6 Modelación de la Viscosidad Turbulenta

La viscosidad turbulenta es calculada de forma similar al modelo k - ε

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (3-31)$$

donde $C_\mu = 0.09$.

3.2.4 Condición de Borde para los Esfuerzos de Reynolds

En las paredes, FLUENT calcula los esfuerzos de Reynolds y ε de funciones de pared; utilizando condiciones de borde explícitas para los esfuerzos de Reynolds al utilizar una ley logarítmica y asumir una condición de equilibrio, dejando de considerar la convección ni la difusión en las ecuaciones de transporte para estos esfuerzos. Utilizando un sistema de coordenadas locales, donde τ es la coordenada tangencial, η es la coordenada normal y λ es la coordenada binormal, los esfuerzos de Reynolds para las celdas adyacentes a la pared son computadas como

$$\frac{\overline{u'_\tau{}^2}}{k} = 1.098, \quad \frac{\overline{u'_\eta{}^2}}{k} = 0.247, \quad \frac{\overline{u'_\lambda{}^2}}{k} = 0.655, \quad -\frac{\overline{u'_\tau u'_\eta}}{k} = 0.255$$

Para obtener k , FLUENT resuelve su ecuación de transporte.

De forma alternativa, los esfuerzos de Reynolds pueden ser especificados de forma explícita en términos del esfuerzo de corte en la pared, en vez que a través de k :

$$\frac{\overline{u_\tau'^2}}{u_\tau^2} = 5.1, \quad \frac{\overline{u_\eta'^2}}{u_\tau^2} = 1.0, \quad \frac{\overline{u_\lambda'^2}}{u_\tau^2} = 2.3, \quad -\frac{\overline{u_\tau' u_\eta'}}{u_\tau^2} = 1.0$$

Donde u_τ es la velocidad de fricción, definida como $u_\tau \equiv \sqrt{\tau_w/\rho}$, donde τ_w es el esfuerzo de corte en la pared. Esta opción se utiliza al NO seleccionar la opción Resolver la ecuación de k para Obtener la Condición de Borde (*Solving the k Equation to Obtain Wall Boundary Conditions*), con lo cual no se calcula la ecuación de transporte de k .

3.2.5 Modelación de la convección de calor y transferencia de masa

El transporte de calor turbulento es modelado usando el concepto de la analogía de la transferencia de momentum de Reynolds. La ecuación de transporte utilizada para la energía corresponde a:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i}[u_i(\rho E + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(k + \frac{C_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i (\tau_{ij})_{eff} \right] + S_h, \quad (3-32)$$

donde E es la energía total y $(\tau_{ij})_{eff}$ es el tensor de esfuerzos de corte (shear stress tensor), definido como:

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij}. \quad (3-33)$$

El término involucrando $(\tau_{ij})_{eff}$ representa el Calentamiento Viscoso (*Viscous Heating*) y siempre es calculado para los Solvers Acoplados (*Coupled Solvers*). El valor del número de Prandtl por defecto es 0.85.

La transferencia de masa turbulenta es tratada de forma similar, con un valor del número de Schmidt turbulento de 0.7.

3.2.6 Modelo de turbulencia V2F

El modelo v^2-f hace uso del modelo $k-\varepsilon$ standard, pero lo extiende incorporando la anisotropía de la turbulencia cercana a las paredes y efectos no localizados de la presión-deformación, mientras se mantiene la suposición de una viscosidad turbulenta lineal. Este modelo es generalmente un modelo de bajo número de Reynolds que es válido en todo el dominio hasta las paredes, por lo tanto no necesita el uso de funciones de pared. A pesar que este modelo fue originalmente desarrollado para capas límites unidas o medianamente separadas, es también preciso en simular flujos en que domina la separación.

La característica que distingue este modelo es el uso de una escala de velocidad, $\overline{v^2}$, en vez de la energía cinética turbulenta para evaluar la viscosidad turbulenta. El término $\overline{v^2}$, el que puede ser pensado como una fluctuación normal a las líneas de flujo, ha mostrado que produce el escalamiento acertado en representar la disminución del transporte turbulento en la zona cercana a la pared, lo cual el término de energía cinética turbulenta no reproduce.

En particular este modelo resuelve 3 ecuaciones de transporte, para k , ε y la intensidad turbulenta normal a la pared v^2 . Además utiliza una ecuación elíptica para los efectos cerca de las paredes y para efectos no locales, f .

A parte de las ecuaciones de continuidad y momentum, las ecuaciones utilizadas por este modelo corresponden a:

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \varepsilon \quad (3-34)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \frac{C'_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon}{T} \quad (3-35)$$

$$\frac{D\overline{v^2}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x_i} \right] + kf - \frac{\overline{v^2}}{k} \varepsilon \quad (3-36)$$

$$f - L^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x_i^2} = +(C_1 - 1) \frac{\left(\frac{2}{3} - \frac{\overline{v^2}}{k} \right)}{T} + C_2 \frac{P_k}{k} \quad (3-37)$$

donde P_k es la producción de energía cinética turbulenta dada por

$$P_k = 2\nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2 \quad (3-38)$$

La expresión para la viscosidad turbulenta corresponde a

$$\nu_t = C_\mu \overline{v^2} T \quad (3-39)$$

En esta ecuación T representa una escala de tiempo y L es una escala de longitud, las cuales son calculadas a través de las formulaciones standard y restricciones de realizabilidad.

$$T = \min \left(T'; \frac{\alpha}{\sqrt{6}} \frac{\overline{v^2} k}{C_\mu \sqrt{S_{ij}^2}} \right) \quad (3-40)$$

$$T' = \max \left(\frac{k}{\varepsilon}; 6 \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \right) \quad (3-41)$$

$$L = \min \left(L'; \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{\overline{v^2} k^{3/2}}{C_\mu \sqrt{S_{ij}^2}} \right) \quad (3-42)$$

$$L' = C_L \max \left(\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}; C_\eta \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \right) \quad (3-43)$$

Los parámetros del modelos corresponden a

$$C_\mu = 0.22 \quad C_{\varepsilon 1} = 1.4 \quad C_{\varepsilon 2} = 1.9$$

$$C_1 = 1.4 \quad C_2 = 0.3 \quad C_L = 0.23$$

$$C_\eta = 70 \quad \sigma_k = 1.0 \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

Las condiciones de borde en las murallas son:

$$k = \partial_n k = 0 \quad \overline{v^2} = 0$$

$$\varepsilon = \frac{2\nu k_p}{y_p^2} \quad f = -\frac{20\nu^2 \overline{v^2}}{\varepsilon y_p^4}$$

Donde el subíndice p significa el punto de cálculo más adyacente a la pared.

3.2.7 Modelo de turbulencia k - ε

En este estudio se realizan comparaciones con resultados numéricos previos, los cuales utilizan el modelo de turbulencia k - ε . Este modelo es muy parecido al modelo RSM, sin embargo, en vez de calcular una ecuación de transporte para cada esfuerzo de Reynolds se utiliza la aproximación de Boussinesq. Esto se traduce en que este modelo requiere bastante menos recursos computacionales y solo requiere de una forma de calcular la viscosidad turbulenta y de estimar, por medio de una ecuación de transporte, la energía cinética turbulenta.

Esta aproximación se expresa en la siguiente ecuación:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial U_l}{\partial x_l} \right) \delta_{ij}. \quad (3-44)$$

La ventaja de esta aproximación es su relativamente bajo costo computacional ya que no se resuelven las ecuaciones de transporte de cada término de los esfuerzos de Reynolds, sino que son calculadas como función de velocidades medias ya calculadas en otras ecuaciones de transporte. No obstante, en esta ecuación aparecen nuevas incógnitas que deben ser modeladas dependiendo de la formulación o variación de este modelo. La desventaja de esta hipótesis es que asume que la viscosidad turbulenta como un escalar isotrópico, lo cual no es estrictamente verdadero [17].

Otro punto importante de mencionar en la formulación del modelo de turbulencia k - ε es que éste asume que los efectos de la viscosidad molecular son despreciables, haciéndolo válido sólo para flujos turbulentos completamente desarrollados, lo cual no es estrictamente el caso analizado.

3.3 Tratamientos de Pared

El modelo RSM, así como los modelos k - ε y LES, no son válidos para el sector cercano a una pared, debido principalmente a que los campos de velocidad se ven afectados por la condición de no deslizamiento que debe ser satisfecha en una pared. A su vez, la turbulencia también se ve afectada por este efecto ya que en zonas próximas a la pared los efectos viscosos reducen las fluctuaciones de la velocidad, mientras que en zonas más alejadas los altos gradientes de velocidad favorecen la producción de energía cinética turbulenta, aumentando la turbulencia en ese sector.

Una correcta modelación de los efectos cerca de las paredes impactará de forma decisiva en la fidelidad de los resultados obtenidos de la modelación ya que son la principal fuente de vorticidad y turbulencia en los flujos rodeados de paredes. Por lo tanto, una representación precisa del flujo en regiones cercanas a paredes determinará el éxito de la predicción de los flujos turbulentos.

Numerosos experimentos han mostrado que la región cercana a una pared puede ser subdividida en tres capas. En la capa más cercana, llamada la subcapa viscosa (viscous sublayer), el flujo es casi laminar y la viscosidad juega un papel dominante en la transferencia de momentum y masa. En la capa externa, llamada la capa o región turbulenta, la turbulencia juega el papel principal. Finalmente existe una capa intermedia entre la subcapa viscosa y la región turbulenta donde los efectos de la viscosidad molecular y la turbulencia son igual de importantes. La figura 3-1 ilustra estas subdivisiones para las zonas cercanas a la pared.

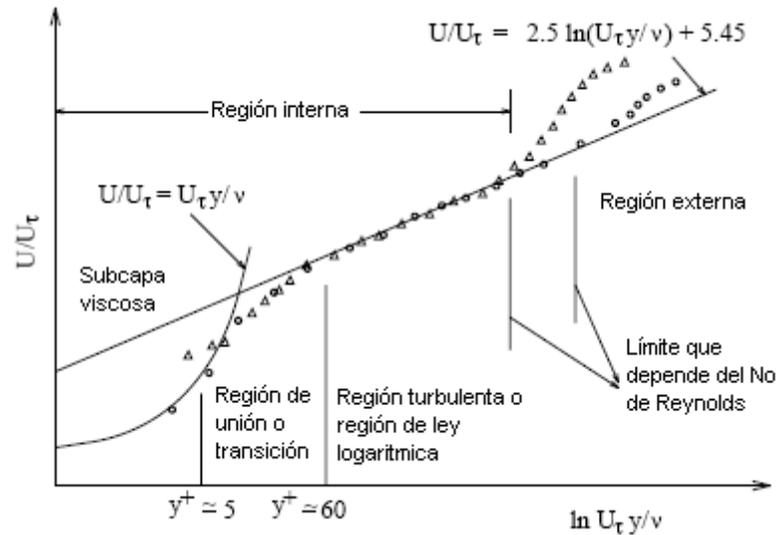


Figura 3-1: Subdivisiones de la región cercana a la pared

En esta figura $U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ es la velocidad de fricción o corte, que relaciona los esfuerzos de corte con la densidad del fluido, y $y^+ = \rho U_\tau y / \mu$ es un número adimensional que caracteriza la ubicación de la subcapa viscosa.

Para responder a la necesidad de modelar los efectos cerca de las paredes tradicionalmente se poseen dos enfoques disponibles: leyes o funciones de pared (*wall functions*) y modelos cercanos a la pared (*near-wall models*). En el primer enfoque la región interna afectada por la viscosidad, es decir en la subcapa viscosa y en la región de transición, no es resuelta sino que son usadas funciones semi-empíricas, llamadas funciones de pared, para unir la región afectada por la viscosidad entre la muralla y la región turbulenta. El uso de estas funciones evita la necesidad de modificar los modelos turbulentos para considerar la presencia de la pared.

El otro enfoque por su parte modifica el modelo de turbulencia para permitir que la región afectada por la viscosidad sea resuelta con una malla hasta la pared misma, incluyendo la subcapa viscosa. Este enfoque es comúnmente llamado como modelos de pared e implican un mayor uso de recursos.

Para flujos con altos números de Reynolds las funciones de pared ahorran recursos computacionales y corresponden al enfoque más utilizado debido a que son más económicos, suficientemente robustos y razonablemente precisos. Sin embargo, las funciones de pared son inadecuadas cuando efectos por bajos números de Reynolds penetran en el dominio del flujo produciendo que las hipótesis implicadas en las funciones de pared dejan de ser válidas. Para

estos casos se requiere el uso de modelos de pared que sean válidas en la región afectada por la viscosidad y por lo tanto integrables hasta la pared.

FLUENT viene incorporado con ambos enfoques. Para el caso de las funciones de pared además se poseen dos formulaciones: las funciones de pared standard y las funciones de pared de no equilibrio, las cuales tienen la capacidad hasta cierto punto de considerar los efectos de gradientes de presión y alejarse de las condiciones de equilibrio. Estas funciones son recomendadas para el uso de flujos complejos que incluyan separación, reacoplamiento e impacto, en donde el flujo medio y la turbulencia están sometidos a severos gradientes de presión y cambios muy rápidos. Esta formulación es la que es utilizada en el desarrollo de este trabajo debido a que está mejor preparada para las características particulares requeridas.

3.3.1 Funciones de pared standard

Las funciones de pared standard implementadas en FLUENT están basadas en la propuesta de Launder y Spalding. Estas funciones calculan la velocidad media, energía cinética turbulenta, la disipación de energía cinética turbulenta y la temperatura en el sector cercano a la pared, sin necesidad de modificar ni resolver las ecuaciones de transporte en ese sector.

La ley de pared para la velocidad media sigue una función compuesta, en la cual para la región turbulenta se ocupa una función logarítmica, mientras que en la subcapa viscosa se ocupa una relación esfuerzo-deformación laminar:

$$U^* = \begin{cases} \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) & \text{para } y^* > 11,225 \\ y^* & \text{para } y^* < 11,225 \end{cases} \quad (3-45)$$

donde

$$U^* \equiv \frac{U_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\tau_w / \rho}, \quad (3-46)$$

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{\mu} \quad (3-47)$$

- y
- κ = constante de Von Kármán = 0.42
 - E = constante empírica = 9.81
 - U_P = velocidad media del fluido en el punto P
 - k_P = energía cinética turbulenta en el punto P
 - y_P = distancia desde el punto P a la pared
 - μ = viscosidad dinámica del fluido

El punto P es el punto central de la primera celda que se encuentra adyacente a la pared, la figura 3-2 esquematiza su ubicación.

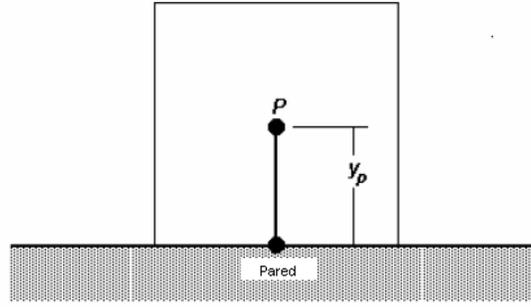


Figura 3-2: Ubicación del primer punto P de la malla para la ley de pared

Para el caso de la energía se utiliza la analogía de Reynolds entre el transporte de momento y energía por lo que también se tiene una ley logarítmica para la temperatura media. Así como para el caso de la velocidad, para este caso se tiene la incorporación de dos leyes diferentes: una ley lineal para la conducción térmica en la subcapa, donde la conducción es importante, y una ley logarítmica para la región turbulenta donde los efectos de la turbulencia predominan sobre la conducción.

Para el caso de flujos incompresibles (que es el caso de este estudio) la ley de pared térmica implementada sigue la siguiente función:

$$T^* \equiv \frac{(T_w - T_p)\rho C_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\dot{q}} = \begin{cases} \text{Pr } y^* & (y^* < y_T^*) \\ \text{Pr}_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(E y^*) + P \right] & (y^* > y_T^*) \end{cases} \quad (3-48)$$

donde P se calcula como (relación de Jayatilleke)

$$P = 9,24 \left[\left(\frac{\sigma}{\sigma_t} \right)^{3/4} - 1 \right] \left[1 + 0,28 e^{-0,007\sigma/\sigma_t} \right] \quad (3-49)$$

y

T_p : Temperatura en la celda adyacente a la pared

T_w : Temperatura en la pared

\dot{q} : Flujo de calor por la pared

Pr : Número de Prandtl molecular ($\mu C_p / k_f$)

Pr_t : Número de Prandtl turbulento (0,85 en la pared)

E : Constante de función de pared = 9,793

El espesor de la subcapa térmica adimensional, y_T^* , es calculada como el valor de y^* al cual las leyes lineal y logarítmica intersectan, para un número de Prandtl dado por el fluido modelado. El procedimiento de cálculo para aplicar la ley de pared para la temperatura es el siguiente: una vez que son especificadas las propiedades físicas del fluido modelado se calcula el número de Prandtl molecular. Luego se calcula el espesor de la capa límite térmica, y_T^* , a través de la intersección de los perfiles lineales y logarítmicos, y posteriormente se almacena. Durante la iteración, dependiendo del valor de y^* en la celda cercana a la pared se utiliza el perfil lineal o el perfil logarítmico para calcular la temperatura de pared T_w o el flujo de calor \dot{q} .

Para el caso de la turbulencia, si está habilitada la opción de obtener las condiciones de borde desde la ecuación de la energía cinética, la ecuación de k es resuelta en el dominio completo

incluyendo las celdas adyacentes a las paredes. La condición de borde impuesta para k en ese sector corresponde a

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0, \quad (3-50)$$

donde n es la coordenada normal (local) a la pared.

La producción de energía cinética, G_k , y su tasa de disipación, ε , en las celdas adyacentes a la pared, las cuales corresponde a los términos “fuente” en la ecuación de k , son calculadas basadas en la hipótesis de equilibrio local. Bajo esta suposición la producción de k y su tasa de disipación se asumen iguales en el volumen de control adyacente a la pared.

Por lo tanto, la producción de k se calcula como

$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_w \frac{U_p}{y_p} = \tau_w \frac{\tau_w}{\kappa \rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p} \quad (3-51)$$

y ε es calculado como

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\kappa y_p} \quad (3-52)$$

3.3.2 Funciones de pared de no equilibrio

Los elementos claves de las funciones de pared de no equilibrio son:

- Las leyes logarítmicas de Lauder y Spalding para la velocidad media son sensibilizadas para considerar los efectos del gradiente de presión.
- Es adoptado el concepto de “dos capas” para calcular la producción y la disipación de la energía cinética turbulenta ($\overline{G_k}, \overline{\varepsilon}$) en las celdas próximas a la pared.

La ley de pared para la temperatura media permanece la misma a las funciones de pared standard descritas anteriormente.

La Ley logarítmica para la velocidad media sensibilizada para los gradientes de presión es

$$\frac{\tilde{U} C_\mu^{1/4} k^{1/2}}{\tau_w / \rho} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(E \frac{\rho C_\mu^{1/4} k^{1/2} y}{\mu} \right), \quad (3-53)$$

donde

$$\tilde{U} = U - \frac{1}{2} \frac{dp}{dx} \left[\frac{y_v}{\rho \kappa \sqrt{k}} \ln \left(\frac{y}{y_v} \right) + \frac{y - y_v}{\rho \kappa \sqrt{k}} + \frac{y_v^2}{\mu} \right] \quad (3-54)$$

e y_v es el espesor físico (dimensional) de la subcapa viscosa, la cual se calcula como

$$y_v \equiv \frac{\mu y_v^*}{\rho C_\mu^{1/4} k^{1/2}}, \quad (3-55)$$

donde $y_v^* = 11.225$.

Las funciones de no equilibrio emplean el concepto de dos capas al calcular los valores requeridos para determinar la energía cinética turbulenta en las celdas cercanas a la pared. Estas

celdas son asumidas como constituidas por una subcapa viscosa y una capa completamente turbulenta. Los siguientes perfiles son asumidos para las cantidades turbulentas:

$$\begin{aligned}\tau_t &= \begin{cases} 0, & y < y_v \\ \tau_w, & y > y_v \end{cases} \\ k &= \begin{cases} \left(\frac{y}{y_v}\right)^2, & y < y_v \\ k_p, & y > y_v \end{cases} \\ \varepsilon &= \begin{cases} \frac{2\nu k}{y^2}, & y < y_v \\ \frac{k^{3/2}}{C_l y}, & y > y_v \end{cases}\end{aligned}\quad (3-56)$$

donde $C_l = \kappa C_\mu^{-3/4}$.

Utilizando estos perfiles, la producción de k promediada en las celdas, $\overline{G_k}$, y la tasa de disipación promediada en las celdas, $\overline{\varepsilon}$, puede ser calculada promediando G_k y ε en el volumen de las celdas adyacentes a la pared. Para celdas cuadriláteras y hexaédricas para los cuales el volumen puede ser aproximado por un promedio se tendrá:

$$\overline{G_k} \equiv \frac{1}{y_n} \int_0^{y_n} \tau_t \frac{\partial U}{\partial y} dy = \frac{1}{\kappa y_n} \frac{\tau_w^2}{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}} \ln\left(\frac{y_n}{y_v}\right)\quad (3-57)$$

y

$$\overline{\varepsilon} = \frac{1}{y_n} \int_0^{y_n} \varepsilon dy \equiv \frac{1}{y_n} \left[\frac{2\nu}{y_v} + \frac{k_p^{1/2}}{C_l} \ln\left(\frac{y_n}{y_v}\right) \right] k_p\quad (3-58)$$

donde y_n es la altura de la celda ($y_n = 2yP$).

Para estas ecuaciones, el cálculo de la energía cinética turbulenta en las celdas cercanas a las paredes es efectivamente sensibilizada a la proporción entre la subcapa viscosa y la capa completamente turbulenta, la cual varía ampliamente de celda en celda para flujos que no estén en equilibrio. Efectivamente se relaja la suposición local de equilibrio (producción = disipación) que es adoptada por las funciones de pared standard al calcular la energía cinética turbulenta en los sectores cercanos a las paredes, por lo tanto, las funciones de no equilibrio en parte consideran los efectos despreciados en las ecuaciones de pared standard.

3.4 Modelación de transferencia de calor por Radiación

La modelación de la transferencia de calor por radiación es necesaria cuando el flujo de calor radiante es comparable a los flujos de calor ocasionados por los mecanismos de conducción y convección. De forma general, una expresión que permite cuantificar el flujo de calor radiante está dada por la siguiente ecuación:

$$Q_{rad} = \sigma(T_{max}^4 - T_{min}^4), \quad (3-59)$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 6.67 \times 10^{-8} \text{W/m}^2\text{K}^4$). Como el caso en estudio incluye una fuente de calor que alcanza temperaturas extremadamente altas, cercanas a los 1.200°C , y como la radiación tiene una relación del cuarto orden con la temperatura, el flujo de calor por radiación desempeña un rol fundamental en la transferencia de calor del caso en estudio. Por lo tanto, un modelo de transferencia de calor por radiación es requerido para el desarrollo de este trabajo.

Para la modelación de la transferencia de calor por radiación, el programa computacional FLUENT dispone de 5 modelos de radiación para distintas aplicaciones. Los modelos son: el modelo de transferencia discreta (DTRM), el modelo de radiación P-1, El modelo Rosseland, el modelo “surface to surface” (S2S) y el modelo “discrete ordinates” (DO). Los modelos DTRM, P-1, Rosseland y DO están implementados para medios participativos, en donde aparecen fenómenos como la absorción, transmisión y pérdidas por dispersión (scattering). Para esta etapa de desarrollo del proyecto el medio o fluido utilizado en las distintas experiencias posibles de realizar en la instalación experimental solo consideran aire, por lo que en la presente investigación numérica se considerará al aire como un medio no participativo (en términos radiativos), y el modelo más adecuado para este tipo de dominios es el modelo S2S, el cual será detallado en la sección siguiente.

Es importante destacar que la elección de este modelo está dada principalmente por las características del fluido utilizado en la instalación experimental, sin embargo, en la realidad un incendio tiene asociada la generación de humos tóxicos, los cuales efectivamente interactúan con la radiación del incendio, afectando su temperatura y las propiedades de emisión de radiación del humo. Por lo tanto, debe ser recordado que este modelo no reproduce directamente el comportamiento real de los gases de un incendio, sino que representa una primera aproximación para abordar el diseño de un dispositivo de confinación, en el que se realizarán mayores desarrollos, tanto numéricos como experimentales, en estudios posteriores.

3.4.1 Modelo de radiación S2S

El modelo de radiación S2S puede ser usado para intercambios radiativos en un espacio cerrado con paredes grises y difusas. Este modelo calcula la temperatura que adquieren las superficies del dominio debido a que existe una fuente que emite radiación. Para obtener la temperatura que adquiere una pared en particular, es necesario saber la transferencia de energía que existe entre las superficies. Esta transferencia de energía entre dos superficies depende de su tamaño, distancia de separación y orientación. Estos parámetros son considerados a través de funciones geométricas llamadas factores de forma (*view factors*). La principal suposición del modelo S2S es que se ignora la absorción, emisión y el *scattering* de radiación.

Una superficie gris se refiere a que la emisividad y absorptividad de estas superficies es independiente de la longitud de onda, y también, por la ley de Kirchoff, la emisividad es igual a la absorptividad ($\varepsilon = \alpha$). Una superficie difusa tiene relación con el hecho de que la reflectividad (ρ) de la superficie es independiente de la dirección de entrada y salida de la onda. Por lo tanto, la transferencia de energía radiativa entre superficies no se ve afectada por el medio que las separa. En consecuencia, según el modelo de cuerpos grises, para una cierta cantidad de energía E que incide en una superficie, una fracción ρE es reflejada, una fracción αE es absorbida, y una fracción τE es transmitida. Si se considera además que las paredes son opacas, la transmisividad τ

puede ser despreciada, entonces por conservación de energía se tiene que $\alpha + \rho = 1$ y como $\alpha = \varepsilon$, $\rho = 1 - \varepsilon$.

El flujo de energía que sale de una superficie esta compuesto por la energía emitida y la energía reflejada. El flujo de energía reflejada depende del flujo de energía que incide desde las paredes circundantes, lo que puede ser expresado por el flujo de energía que sale de todas las otras paredes. La energía que sale desde una superficie k es:

$$q_{out,k} = \varepsilon_k \sigma T_k^4 + \rho_k q_{in,k}, \quad (3-60)$$

donde $q_{out,k}$ es el flujo de energía que sale de la superficie, ε_k es la emisividad, σ es la constante de Stefan-Boltzmann y $q_{in,k}$ es el flujo de energía incidente en la superficie desde los alrededores.

La cantidad de energía incidente sobre una superficie que sale desde otra es función directa del factor de forma F_{jk} entre las superficies, por lo que F_{jk} representa la fracción de energía que sale desde una superficie j y que incide sobre una superficie k . Con esto, el flujo de energía incidente puede ser expresado en términos del flujo de energía que sale de todas las otras paredes con la siguiente expresión:

$$A_k q_{in,k} = \sum_{j=1}^N A_j q_{out,j} F_{jk}, \quad (3-61)$$

con A_k como el área de la superficie k . Para N superficies se puede usar la relación de reciprocidad de los factores de forma, que se expresa de la siguiente manera:

$$A_j F_{jk} = A_k F_{kj} \text{ para } j = 1, 2, 3, 4, \dots, N. \quad (3-62)$$

Por lo tanto:

$$q_{in,k} = \sum_{j=1}^N F_{kj} q_{out,j}. \quad (3-63)$$

Con esto, la ecuación de energía emitida queda de la siguiente forma:

$$q_{out,k} = \varepsilon_k \sigma T_k^4 + \rho_k \sum_{j=1}^N F_{kj} q_{out,j}. \quad (3-64)$$

La que se puede escribir de una forma más general:

$$J_k = E_k + \rho_k \sum_{j=1}^N F_{kj} J_j, \quad (3-65)$$

donde J_k representa energía que sale (irradiada) de una superficie k y E_k es la energía emitida por la superficie k . Con esto tenemos N ecuaciones que se pueden escribir en forma matricial como $KJ = E$, con K como una matriz de $N \times N$, J es el vector radiativo y E es el vector de energía emitida. A través de la energía que posee cada superficie el programa determina la temperatura a la que se encuentra.

El factor de forma entre dos superficies finitas i y j esta dado por la ecuación:

$$F_{ij} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos \theta_i \cos \theta_j}{\pi r^2} \delta_{ij} dA_i dA_j, \quad (3-66)$$

donde δ_{ij} es determinado por la visibilidad de dA_j con dA_i , 1 si es visible y 0 si no.

Existen dos métodos en el modelo S2S para optimizar el cálculo de los factores de forma, los que se llaman “Clustering” y “Smoothing”, los que son utilizados en este estudio y detallados a continuación.

3.4.1.1 Clustering

Debido a que se dispone de un dominio con un gran número de superficies radiativas el cálculo computacional del modelo se hace muy extenso. El método “clustering” reduce el tiempo computacional mediante la creación de “clusters de superficie”, que son un conjunto de superficies vecinas que son consideradas como una sola. Así, la energía radiativa J es calculada para cada cluster y con este valor se puede calcular finalmente la temperatura de las paredes. La temperatura del cluster de superficie se obtiene de la siguiente expresión:

$$T_{sc} = \left(\frac{\sum_f A_f T_f^4}{\sum_f A_f} \right)^{1/4}, \quad (3-67)$$

donde T_{sc} es la temperatura del cluster superficial, y A_f y T_f son el área y temperatura de la superficie f . Las sumatorias son para todas las caras que componen cada “cluster”.

3.4.1.2 Smoothing

Este método se aplica en la matriz de los factores de forma para forzar la relación de reciprocidad y conservación. Esta relación de reciprocidad es la siguiente:

$$A_i F_{ij} = A_j F_{ji}, \quad (3-68)$$

donde A_i es el área de la superficie i , F_{ij} es el factor de forma entre las superficies i y j , mientras que F_{ji} es el factor de forma entre j e i . Una vez que se ha forzado la reciprocidad, un método llamado least-squares se utiliza para asegurar que se satisfaga la conservación, es decir

$$\sum F_{ij} = 1. \quad (3-69)$$

4 Modelación Computacional

4.1 Geometría y configuración

Las geometrías utilizadas en este trabajo han sido diseñadas considerando la instalación experimental asociada al proyecto. Esta instalación posee dos cortinas tipo doble jet-doble flujo que generan una zona confinada en un túnel de geometría tipo “corredor”, la cual incorpora una fuente generadora de calor que se encarga de aumentar la temperatura del flujo. Además esta instalación posee circuitos de recirculación con lo que se forma una zona confinada, la cual poseerá una alta temperatura. Debido a que es del interés de este estudio reproducir de forma numérica el funcionamiento de esta instalación experimental, se generó el dominio computacional considerando una escala 1:1, tratando de reproducir de la forma más precisa posible las diferentes condiciones particulares de esta instalación.

Para el desarrollo de este trabajo se utilizan 5 dominios diferentes, de los cuales 3 son bidimensionales y 2 son tridimensionales. Estos 5 dominios de cálculo están basados principalmente en la geometría que se presenta en la figura 4-1, el cual corresponde al dispositivo completo en su forma bidimensional. En esta figura se pueden apreciar las distintas estructuras y componentes que conforman este dispositivo, además se muestran las principales dimensiones de éste.

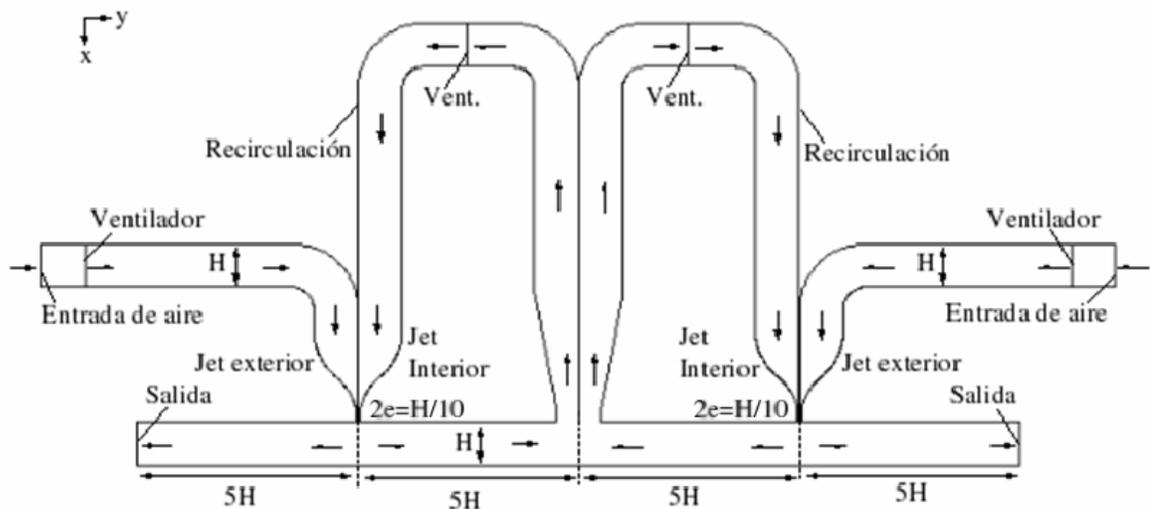


Figura 4-1: Esquema del dominio computacional utilizado en el caso bidimensional.

La altura H , que representa la distancia entre el techo y el suelo del túnel, corresponde a 0.15m. A su vez, cada jet que pertenece a una cortina posee un espesor de $e = 0.0075\text{m}$, mientras que la placa separadora entre las dos boquillas posee un espesor de 0.5mm. La profundidad del dispositivo y de la geometría tridimensional corresponde a $L = 0.3\text{m} = 2H$. La fuente de calor es situada cerca de la cortina izquierda y es representada por una sección del suelo del túnel al cual

se le impone una potencia fija. La distancia entre el centro de la fuente y el eje de simetría de la cortina izquierda corresponde a $0.25m$, es decir, a $1.67H$ aproximadamente.

Debido a la influencia de la temperatura existirán efectos de empuje y convección, por lo que se requiere la especificación de la gravedad. Para todas las simulaciones realizadas se consideró que la gravedad es de 9.81 m/s^2 y su dirección corresponde al eje x , el que se muestra en la figura 4-1 (eje vertical apuntando hacia abajo).

Una vez determinada la geometría se realiza su mallado, con lo cual se definen los puntos de cálculos que son luego resueltos de forma numérica. Para realizar las geometrías y luego mallarlas se utilizó el programa Gambit. Debido a la forma rectangular que poseen la mayor parte de las estructuras del problema se ocupa principalmente un mallado estructurado y regular, es decir, utilizando cuadriláteros para el caso bidimensional y hexaedros para el caso tridimensional. Para este caso se utilizó el esquema Map. Sin embargo, para las zonas de contracción de los ductos de circulación para formar las boquillas y en la zona de extracción de las recirculaciones fue requerido utilizar un esquema diferente, en donde se utilizan triángulos para el caso bidimensional y tetraedros para el caso tridimensional. El esquema utilizado en estos casos es el Pave para el caso bidimensional y el esquema T-Grid Tet/Hybrid para el caso tridimensional.

En la figura 4-2 se muestra la zona de contracción de los ductos junto con la boquilla y la zona superior de la cortina, en donde se aprecian las diferencias en las mallas utilizadas para un caso 2D.

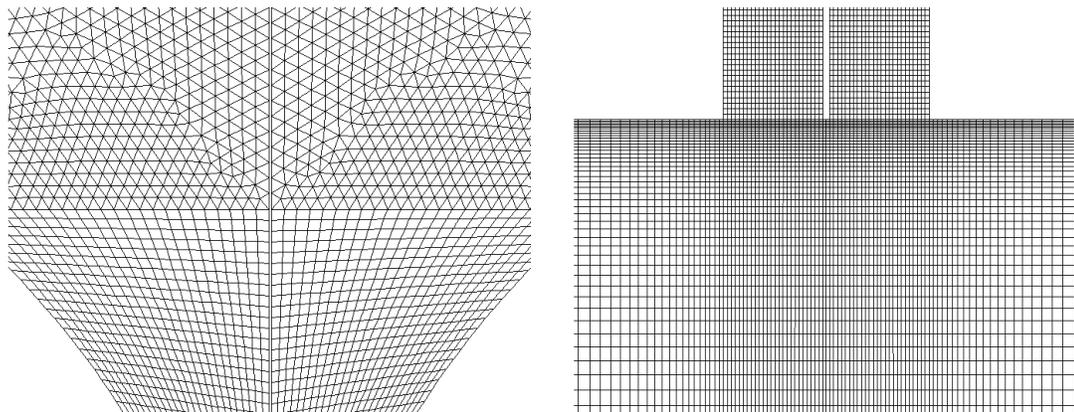


Figura 4-2: Tipos de malla utilizada, zona contracción ductos (izq.), zona de la boquilla (der.), caso 2-D.

En la figura de la boquilla además se puede apreciar que se utilizan afinamientos de la malla en zonas específicas, como son la zona de la cortina, la zona de impacto, las boquillas, las paredes del túnel y las zonas de la fuente de calor entre otras. Este tipo de afinamientos permite focalizar el esfuerzo computacional en los puntos claves del dominio, volviendo más eficiente la simulación.

En todas las simulaciones realizadas es necesario que se establezcan el campo de velocidad y en la mayoría de los casos el campo de temperatura, esto implica que es necesario un gran número de iteraciones de tal forma que se alcance un estado estacionario. Una vez alcanzado este estado es cuando se obtienen los resultados de cada simulación. La forma como se realizaron las simulaciones fue considerando pasos de tiempo muy pequeños, pero solo realizando un paso de tiempo por iteración, por lo que el transiente inicial obtenido de cada simulación no puede ser considerado como realista y una vez alcanzado el estado estacionario es cuando se consideró que

la simulación ha convergido. Esto fue comprobado considerando un lapso de tiempo considerable y revisando las variaciones r.m.s. obtenidas para el campo de velocidad y temperatura. Además se comprobó que el balance global de energía y masa se mantuviera, indicando que el sistema no aumentaba ni disminuía considerablemente para ninguno de estos parámetros. En general estas condiciones se lograron para simulaciones con 200000 iteraciones, cubriendo un rango temporal cercano a los 100 segundos desde que el dispositivo se enciende.

4.2 Condiciones de borde

Como se pudo observar en la figura 4-1 el dispositivo cuenta con dos entradas y dos salidas. A las entradas se le fijó una temperatura de 300K (26.85°C) y a una presión atmosférica de 101325Pa. Desde el punto de vista de la turbulencia se impuso una Intensidad de Turbulencia del 5% y un diámetro hidráulico de 0.2m, con lo cual se determinan el resto de las variables involucradas en las entradas [17]. Para el caso de las salidas se puede obtener un flujo reverso (backflow) por lo que aparte de fijar la misma presión atmosférica considerada en las entradas también se fijó una temperatura de 300K y un diámetro hidráulico de 0.2m, mientras que su Intensidad de Turbulencia fue fijada a 10%, indicando un aumento de la actividad turbulenta para este flujo reverso.

Este dispositivo cuenta con 4 ventiladores, uno para cada circuito de ventilación. Estos ventiladores fueron modelados como una diferencia de presión, es decir, generan una diferencia en la presión en una línea para el caso bidimensional y en una superficie para el caso tridimensional, afectando como una singularidad el campo de presión. Esta diferencia en la presión es fijada en cada caso simulado, imponiendo presiones diferentes para los circuitos calientes y fríos. Estos valores serán indicados al inicio de cada capítulo para así no inducir a error o confusión.

4.3 Propiedades

Para modelar el aire se considera que su densidad sigue la ley de los gases ideales incompresibles, es decir sigue la siguiente ecuación:

$$\rho(T) = \frac{P_{op} M_w}{R T}, \quad (4-1)$$

donde P_{op} corresponde a la presión de operación = 101323 Pa, M_w corresponde al peso molecular del aire = 28.966 kg/kmol y R corresponde a la constante de los gases = 8.31447×10^3 J/kmol-K. El calor específico del aire (a presión constante) se mantuvo a $C_p = 1006.43$ J/kg-K. Su conductividad térmica sigue la teoría cinética, es decir sigue la siguiente ecuación:

$$\kappa = \frac{15}{4} \frac{R}{M_w} \mu \left[\frac{4}{15} \frac{C_p M_w}{R} + \frac{1}{3} \right]. \quad (4-2)$$

La viscosidad del aire fue modelada usando la ecuación de Sutherland de dos parámetros, la cual sigue la siguiente ecuación:

$$\mu(T) = \frac{C_1 T^{3/2}}{T + C_2}, \quad (4-3)$$

donde $C_1 = 1.458 \times 10^{-6}$ y $C_2 = 110.4$.

Las paredes del dispositivo, así como la fuente de calor, son consideradas de acero, con una densidad constante de $\rho = 8030 \text{ kg/m}^3$, calor específico $C_p = 502.48 \text{ J/kg-K}$, conductividad térmica de $\kappa = 16.27 \text{ W/m-K}$ y en términos radiativos, se comportan como cuerpos grises

4.4 Métodos de resolución

Para resolver las ecuaciones necesarias en las simulaciones (conservación de masa, moméntum, energía y turbulencia) se utilizaron técnicas basadas en volúmenes de control, las cuales consisten en la división del dominio en volúmenes discretos de control utilizando una malla computacional. Luego se integran las ecuaciones en estos volúmenes de control individuales para construir ecuaciones algebraicas para las variables dependientes discretas (“incógnitas”) como la velocidad, presión y temperatura. Por último se linealizan las ecuaciones discretizadas y se resuelven los sistemas de ecuaciones lineales resultantes para lograr valores actualizados de las variables dependientes.

El algoritmo utilizado para resolver las ecuaciones corresponde al método segregado (segregated solver). El enfoque utilizado por este algoritmo es de resolver las ecuaciones de forma secuencial, es decir, una después de la otra. Debido a que las ecuaciones son no lineales y acopladas, varias iteraciones son necesarias antes de que converja una solución.

Cada iteración consiste en los siguientes pasos:

- Las propiedades del fluido son actualizadas, basadas en la solución actual. (Si el cálculo recién comenzó, las propiedades del fluido serán obtenidas basadas en una solución dada como punto inicial o solución inicializada.)
- Las ecuaciones de moméntum para u , v y w son resueltas (una después de la otra) usando los valores para la presión y los flujos de masa en las caras de las celdas, con lo que se puede actualizar el campo de velocidad.
- Debido a que las velocidades obtenidas en la etapa anterior puede que no satisfagan la ecuación de continuidad localmente, una ecuación del tipo “Poisson” para la corrección de la presión es derivada de la ecuación de continuidad y de las ecuaciones de moméntum linealizadas. Esta corrección de la presión es luego resuelta para obtener la corrección necesaria para los campos de presión y velocidad y el flujo de masa en las caras tal que se satisfaga la ecuación de continuidad.
- Luego se resuelven las ecuaciones para los escalares como la turbulencia, energía y radiación usando las soluciones actualizadas de las otras variables.
- Se verifica si las ecuaciones han convergido.

Estas etapas continúan hasta que el criterio de convergencia se ha obtenido. Un esquema de este proceso se presenta en la figura 4-3.

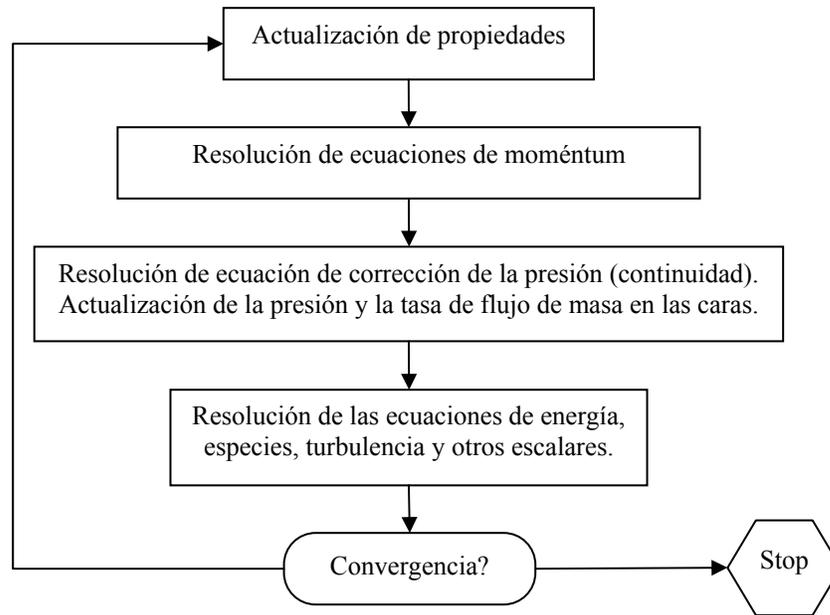


Figura 4-3: Esquema de resolución del solver segregado utilizado.

El criterio de convergencia utilizado para las simulaciones considera un valor de 10^{-5} para los residuos de continuidad, diferentes componentes de la velocidad, k , ε y los esfuerzos de Reynolds, mientras que para la ecuación de energía se consideró un valor de 10^{-6} . Los pasos de tiempo fueron fijados a 5×10^{-4} para las simulaciones 2D y a 1×10^{-5} para las 3D.

Como se mencionó, las ecuaciones que gobiernan el flujo son linealizadas para producir un sistema de ecuaciones de variables dependientes para cada celda computacional. Luego este sistema linealizado es resuelto para obtener una solución del flujo.

La manera en que las ecuaciones gobernantes son linealizadas en este trabajo considera la forma implícita. Esto quiere decir que para una variable, el valor desconocido en una celda es computado usando una relación que incluye tanto a los valores conocidos como desconocidos de las celdas vecinas. Por lo tanto cada incógnita aparece en más de una ecuación en el sistema y debe ser resuelto de forma simultánea para obtener la cantidad desconocida.

Una vez linealizada de forma implícita las ecuaciones gobernantes respecto a la variable dependiente para cada celda del dominio, se utiliza un solver para ecuaciones lineales de punto implícito (Gauss-Seidel) en conjunto con un método algebraico multigrad (AMG) para resolver el sistema de ecuaciones para la variable dependiente en cada celda.

En resumen, el enfoque segregado resuelve el campo para una única variable considerando todas las celdas al mismo tiempo. Entonces soluciona el campo para la siguiente variable considerando nuevamente todas las celdas del dominio al mismo tiempo y así sucesivamente.

4.5 Discretización

FLUENT utiliza una técnica basada en volúmenes de control para convertir las ecuaciones gobernantes en ecuaciones algebraicas que pueden luego ser resueltas de forma numérica. Esta técnica de volúmenes de control consiste en integrar las ecuaciones gobernantes para cada volumen, logrando ecuaciones discretas que conservan cada cantidad en una base de volúmenes de control.

La discretización de las ecuaciones gobernantes puede ser ilustrada considerando la ecuación de conservación, en un estado estacionario, de un escalar ϕ para un volumen de control arbitrario V . Esta ecuación, en su forma integral corresponde a:

$$\oint \rho \vec{v} \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_{\phi} \nabla \phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_{\phi} dV, \quad (4-4)$$

donde

ρ	= densidad
\vec{v}	= vector de velocidad
\vec{A}	= vector del área de una superficie
Γ_{ϕ}	= coeficiente de difusión para ϕ
$\nabla \phi$	= gradiente de ϕ
S_{ϕ}	= término fuente ϕ de por unidad de volumen

Esta ecuación es aplicada para cada celda en el dominio computacional. La discretización de esta ecuación para una celda es:

$$\sum_f^{N_{caras}} \rho_f \vec{v}_f \phi_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{N_{caras}} \Gamma_{\phi} (\nabla \phi)_n \cdot \vec{A}_f + S_{\phi} V, \quad (4-5)$$

donde

N_{caras}	= número de caras que envuelven a la celda
ϕ_f	= valor de ϕ convectado a través de la cara f
$\rho_f \vec{v}_f \phi_f \cdot \vec{A}_f$	= flujo de masa a través de la cara f
\vec{A}_f	= área de la cara f , $ \vec{A} (= A_x \hat{i} + A_y \hat{j} $ en 2D)
$(\nabla \phi)_n$	= magnitud de $\nabla \phi$ normal a la cara f
V	= volumen de la celda

Las ecuaciones resueltas por FLUENT toman la misma forma general que la ecuación anterior y pueden aplicar directamente en mallas multidimensional y no estructuradas compuestas por poliedros arbitrarios. Consideraciones especiales para la discretización de momento y continuidad están descritas en la documentación del software utilizado (Capítulo 26.3 de [17]).

Para poder calcular estas ecuaciones son necesarios no solo los valores del escalar en el centro de la celda, sino que también en sus caras para el término convectivo, el cual es interpolado desde los centros de las celdas. En este trabajo se utilizó la interpolación Second-Order Upwind Scheme, el cual utiliza una expansión de Taylor de la solución en el centro de la celda. Esto se expresa en la siguiente expresión:

$$\phi_f = \phi + \nabla\phi \cdot \Delta\vec{s} \quad (4-6)$$

donde ϕ y $\nabla\phi$ son el valor para el centro de la celda y su gradiente entre la celda aguas arriba y $\Delta\vec{s}$ es un vector de desplazamiento desde el centro de la celda aguas arriba y el centro de la celda de la cara.

Este gradiente es calculado como:

$$\nabla\phi = \frac{1}{V} \sum_f^{N_{caras}} \tilde{\phi}_f \vec{A} \quad (4-7)$$

donde el valor de la cara $\tilde{\phi}_f$ es calculado como el promedio de ϕ entre las dos celdas adyacentes a la cara.

Por su parte el término de difusión de la ecuación discretizada es diferenciada centralmente (central-differenced) y siempre es precisa a segundo orden.

4.6 Linealización de las ecuaciones discretizadas

Las ecuaciones escalares de transporte discretizadas contienen los escalares desconocidos ϕ para el centro de la celda así como las celdas que la rodean. Esta ecuación será en general no lineal respecto a estas variables. Una forma linealizada de esta ecuación se puede escribir como

$$a_p\phi = \sum_{nb} a_{nb}\phi_{nb} + b, \quad (4-8)$$

donde el subíndice nb se refiere a las celdas vecinas y a_p y a_{nb} corresponden a los coeficientes linealizados para ϕ y ϕ_{nb} . Ecuaciones similares pueden ser escritas para cada celda de la malla.

Debido a la no linealidad del set de ecuaciones que es resuelto es necesario controlar el cambio de ϕ . Esto se logra utilizando factores de relajación, los cuales reducen el cambio de ϕ producido durante cada iteración. Estos factores actúan de la forma:

$$\phi = \phi_{old} + \alpha\Delta\phi, \quad (4-9)$$

donde ϕ_{old} representa la solución antigua o anterior, α corresponde al factor de relajación y $\Delta\phi$ representa en cambio en ϕ computado.

4.7 Discretización temporal

Para el caso de simulaciones transientes las ecuaciones gobernantes deben ser discretizadas tanto en el espacio como en el tiempo. La discretización espacial de las ecuaciones dependientes del tiempo es idéntica a las del caso estacionario. La discretización temporal implica la integración de cada término en las ecuaciones diferenciales para un paso de tiempo Δt . La integración de los términos transientes se realiza de la forma:

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = F(\phi), \quad (4-10)$$

donde F es una función genérica de la evolución temporal de la variable ϕ , la cual incorpora cualquier discretización espacial. Si la derivada temporal es discretizada usando diferencias finitas, la discretización temporal de la derivada temporal de primer orden (de precisión) está dado por:

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = F(\phi). \quad (4-11)$$

Y la discretización de segundo orden, la cual es la utilizada en este estudio, está dada por la ecuación:

$$\frac{3\phi^{n+1} - 4\phi^n + \phi^{n-1}}{2\Delta t} = F(\phi), \quad (4-12)$$

donde

$n + 1$ = valor para el próximo paso de tiempo, $t + \Delta t$

n = valor en el paso de tiempo presente, t

$n - 1$ = valor para el paso de tiempo anterior, $t - \Delta t$

Debido a que existen ventajas en términos de estabilidad de las soluciones se decidió utilizar una formulación implícita de la discretización, es decir, la evaluación de $F(\phi)$ se realiza en el paso de tiempo futuro. Esta formulación se traduce en que la discretización de primer orden queda de la forma

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = F(\phi^{n+1}), \quad (4-13)$$

donde ϕ^{n+1} en una celda está relacionado con ϕ^{n+1} de sus celdas vecinas a través de $F(\phi^{n+1})$:

$$\phi^{n+1} = \phi^n + \Delta t F(\phi^{n+1}). \quad (4-14)$$

Esta ecuación puede ser resuelta iterativamente al inicializar ϕ^i a ϕ^n e iterar la ecuación (para la discretización de segundo orden)

$$\phi^i = \frac{4}{3}\phi^n - \frac{1}{3}\phi^{n-1} + \frac{2}{3}\Delta t F(\phi^i) \quad (4-15)$$

hasta que ϕ^i converja (deje de cambiar). En este punto, ϕ^{n+1} será ϕ^i .

5 Validación del Modelo de Turbulencia

5.1 Independencia de la malla

Para aclarar la noción que se puede tener sobre la malla, ésta corresponde a la discretización espacial que se tiene de la geometría a simular, en donde cada vértice de un elemento de ella corresponde a un punto de cálculo del programa. La determinación de una malla adecuada, respecto a su forma y tamaño, debe proporcionar independencia de los resultados obtenidos para no influir de ninguna forma en la solución. Para lograr esta independencia se realiza un análisis de sensibilidad de las soluciones al variar el tamaño de la malla, aumentando su densidad de tal forma que éstas posean un comportamiento asintótico y se vuelvan independientes de la malla utilizada.

Para la realización de esta prueba será considerada una geometría reducida del problema a estudiar, incluyendo un solo doble jet y una sección del túnel, ya que interesa investigar principalmente las zonas del jet en donde los gradientes son más elevados. Además, esta consideración permite observar el comportamiento dinámico del doble jet como una estructura independiente del dispositivo de confinamiento, proporcionando una forma rápida para hacer pruebas previas a la modelación final.

Por otro lado, el problema a estudiar en esta tesis considera una serie de factores que lo hacen bastante difícil de predecir, por lo cual, para poder tener resultados comparables y que permitan decidir únicamente respecto de la malla a utilizar, es necesario realizar suposiciones y simplificaciones a los modelos considerados. En primer lugar, se tiene que para distintas temperaturas la velocidad de cada jet del doble jet-doble flujo será diferente, haciendo poco clara la comparación, ya que no se conoce a priori la influencia directa de la temperatura de los flujos respecto a su interacción en la cortina. Es por esta razón que serán asumidos flujos con temperaturas impuestas para cada lado del doble jet. Estas temperaturas están determinadas por los resultados obtenidos en el trabajo de Fernández [3], considerando uno de los casos simulados por su estudio.

A su vez, al no existir un circuito de recirculación y al tener flujos con temperaturas impuestas, el uso del modelo radiativo se vuelve redundante, por lo que será omitido en la realización de estas pruebas y evitará el largo tiempo de cálculo que requiere el desarrollo de la temperatura en el flujo.

Todas estas consideraciones permitirán obtener resultados de forma más rápida, sin embargo, los efectos no considerados en la realización de esta prueba tendrán que ser asumidos como poco influyentes respecto a la densidad de la malla para las simulaciones del problema completo.

5.1.1 Dominio y consideraciones generales

El dominio considerado en estas simulaciones se observa en la figura 5-1. Como se aprecia en dicha figura, fue considerada la zona de reducción entre los conductos de recirculación y la boquilla, ya que ésta tiene una influencia directa respecto al comportamiento del jet en la zona de la boquilla y por ende, en el desarrollo de la cortina en la zona del túnel. Además se incluye una importante porción del túnel, garantizando de esta forma que las recirculaciones que se forman producto de los jets de pared no interfieran en el desarrollo de la cortina. Pruebas preliminares mostraron que una sección de túnel muy corta produce que las recirculaciones generadas modifiquen la dirección de la cortina, incluso llegando a hacerla oscilar.

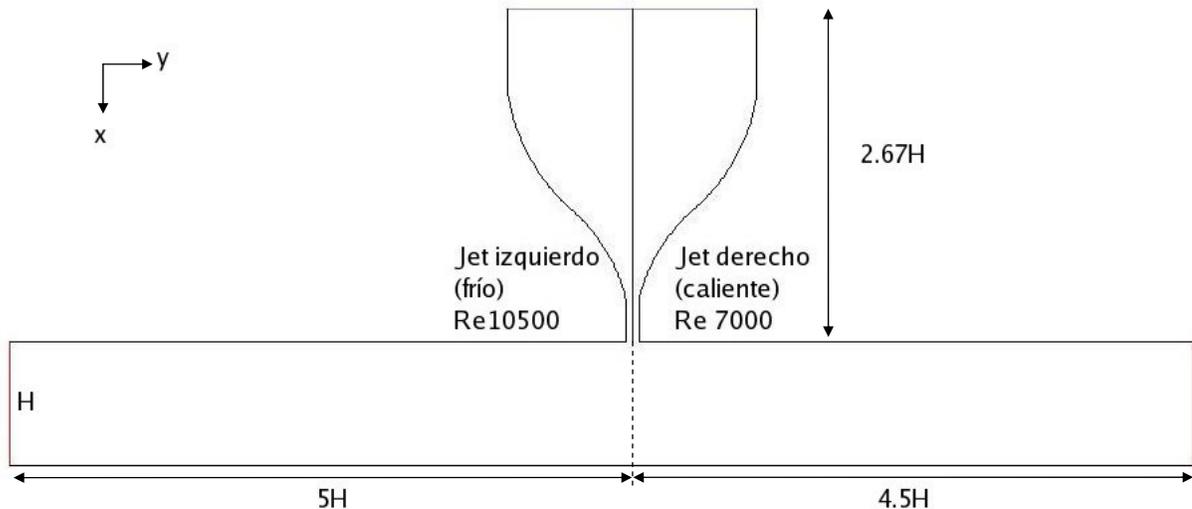


Figura 5-1: Dominio de cálculo considerado para el test de independencia de malla.

En las simulaciones realizadas se considera que la temperatura del aire que alimenta el jet derecho (caliente) es de 150°C , mientras que la temperatura para el aire del jet izquierdo (frío) es de 26.85°C (300K). Como es indicado en el trabajo de Fernández (2006), para que la cortina golpee de forma perpendicular el suelo del túnel se requiere que el jet caliente posea una mayor velocidad que el jet frío; además se indica que esta diferencia debe ser de aproximadamente 5m/s . Esto se traduce en que el jet caliente es impulsado por una diferencia de presión de 280Pa , mientras que el jet frío es impulsado por una diferencia de presión de 260Pa . Estas diferencias de presión producen que la velocidad de cada jet sea de 26.65 y 21.75m/s aproximadamente para cada caso. Estos valores de velocidad y temperaturas permiten calcular los números de Reynolds de cada jet del doble jet-doble flujo, alcanzando valores de 7000 para el jet caliente y 10500 para el jet frío, dando una razón de estos números de Reynolds de aproximadamente 0.67 .

El modelo de turbulencia que es utilizado en esta prueba es el modelo RSM, con sus opciones de *Wall Boundary Condition from k Equation* y *Wall Reflection Effects*; el tratamiento de pared corresponde al *Non-Equilibrium Wall Functions* y se incluyen las opciones *Viscous Heating* y *Full Buoyancy Effects*. Las simulaciones fueron consideradas como transientes, sin embargo, el estado estacionario al final de la simulación es el analizado. El paso de tiempo utilizado fue fijado a 0.0005 segundos. La discretización espacial y temporal utilizada en cada simulación es de segundo orden.

Debido a que en el presente estudio es requerido realizar simulaciones tanto en dos como en tres dimensiones, es necesario realizar dos estudios de malla independientes, ya que los resultados

bidimensionales no son necesariamente válidos al incluir la tercera dimensión. Para ambos estudios se considera la misma distribución de celdas, salvo que para el caso tridimensional se tendrá una distribución uniforme de 25 celdas para la profundidad del túnel (eje z), la cual se mantendrá constante para cada caso considerado.

El parámetro que es variado en cada simulación es la cantidad de celdas que subdividen el espacio entre la boquilla y el suelo del túnel, considerando cuatro configuraciones distintas para el caso bidimensional y cinco para el caso tridimensional:

- 30 celdas (0.0005-0.0101m) solo para el caso tridimensional
- 50 celdas (0.0005-0.0055m)
- 80 celdas (0.0002-0.0038m)
- 150 celdas (0.0001-0.002m)
- 300 celdas (0.00005 (aprox.)-0.001m)

Cada mallado es realizado con un refinamiento en las zonas del techo y del suelo del túnel, ya que es en estas zonas donde se producen los mayores gradientes del flujo. Todo el resto de la malla utilizada considera los criterios descritos por Fernández (2006), generando una malla muy similar a la utilizada en su trabajo.

5.1.2 Análisis caso 2-D

5.1.2.1 Perfiles transversales

Para observar de forma más clara el efecto que producen las cortinas de aire en la dinámica del flujo y facilitar la comparación para diversos casos, se observan los perfiles transversales a distintos niveles del flujo. Los distintos niveles considerados (en todo el estudio) se muestran en la figura 5-2, los cuales han sido normalizados por el doble del “largo individual” de la boquilla $2e$.

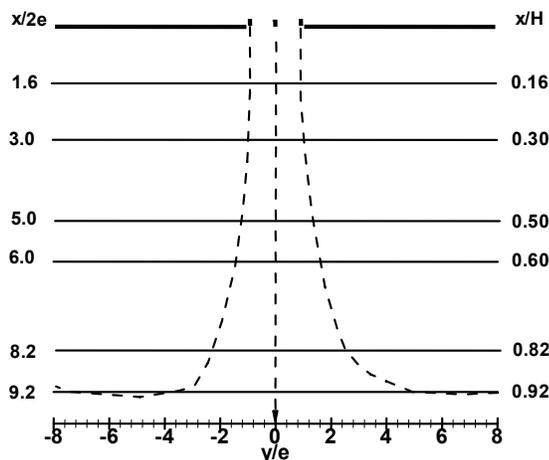


Figura 5-2: Niveles transversales considerados en el análisis de la cortina.

En la figura 5-3 se presenta la evolución de la velocidad media axial normalizada U/U_0 del doble jet para distintos niveles transversales. U_0 corresponde al símil para el caso de un jet simple explicado en un capítulo anterior, representando la velocidad media en el centro del jet caliente, el cual generalmente poseerá una velocidad mayor que su contraparte fría. De esta figura se

observa que la forma de los distintos perfiles es prácticamente idéntica para todos los casos, siendo indistinguibles para el sector cercano a la boquilla ($x/2e = 1.6$). Sin embargo, a medida que aumenta la distancia $x/2e$, es decir, al acercarse al piso del túnel, se observan pequeñas diferencias en el comportamiento de esta componente de la velocidad para los distintos casos analizados.

Es importante destacar que las simulaciones han producido cortinas que poseen pequeñas diferencias en la inclinación de ésta respecto al suelo, lo que se traduce en leves desplazamientos horizontales de las curvas obtenidas, tal como se aprecia en el gráfico para el último nivel de la figura 5-3. Es por esta razón que debe ser observada la forma del perfil entre cada caso y no simplemente los valores obtenidos para poder determinar si son o no dependientes del tamaño de la malla utilizada. Pese a que existe una pequeña variación o “corrimiento” horizontal de las curvas se puede afirmar que la malla no tiene influencia en esta componente de la velocidad.

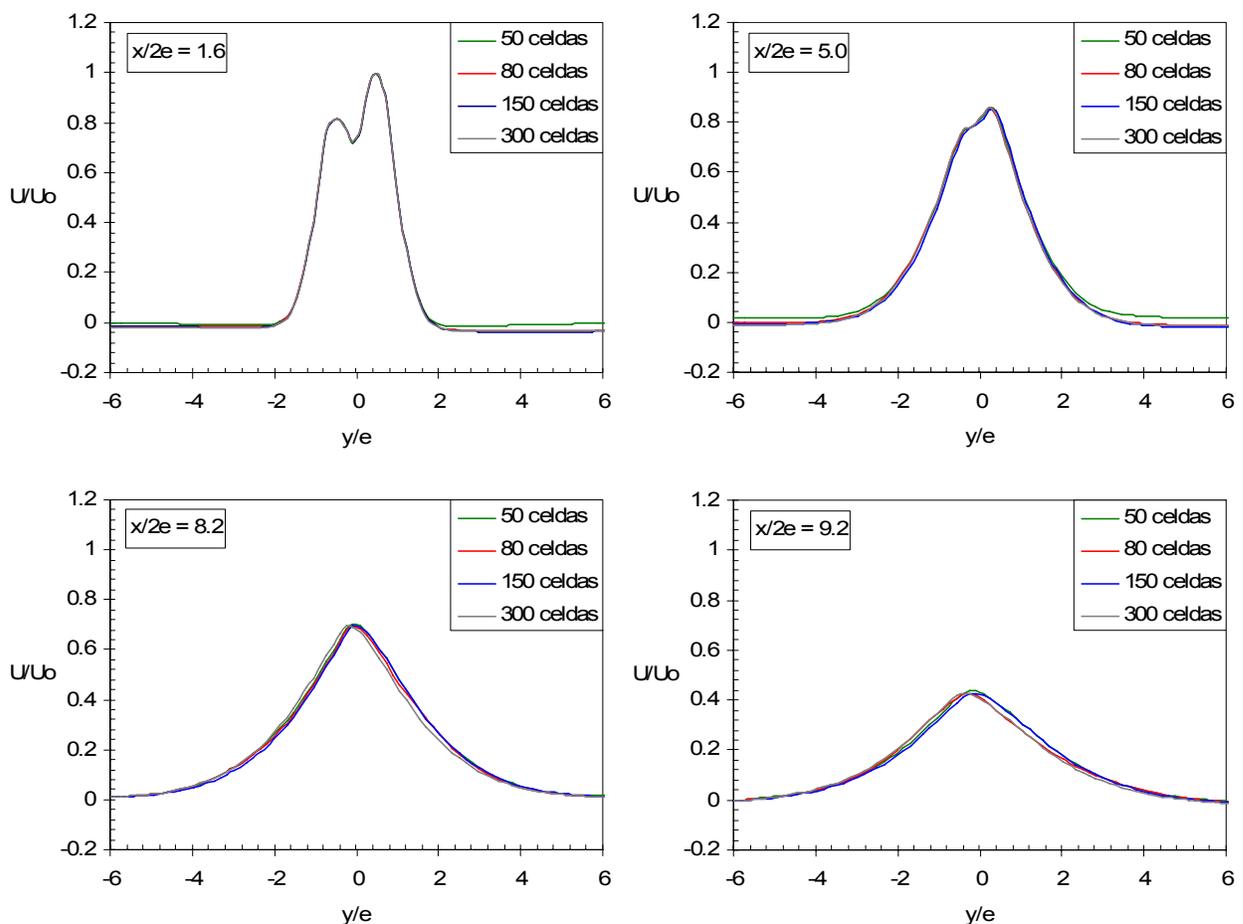


Figura 5-3: Distribución transversal de la componente axial de la velocidad media U/U_0 al variar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto, test de independencia de malla 2-D.

De esta figura también se puede apreciar la influencia de cada jet que compone la cortina, mostrando la evolución que se produce a medida que se aleja de la boquilla. En un principio ambos jets se comportan como entidades independientes, presentando dos máximos en su perfil debido a la diferencia de velocidad entre ambos flujos. Esta diferencia de velocidad irá disminuyendo a medida que el flujo se aleja de la boquilla debido principalmente a la interacción entre ambos flujos y la presencia de capas de mezcla que se forman entre los fluidos de distinta

velocidad. Son en estas capas de mezcla donde están presentes principalmente los efectos turbulentos. Para el nivel $x/2e = 6.0$ prácticamente se ha perdido la influencia de los jets por separado, formando un único jet que impacta contra el suelo del túnel.

Si se analiza la evolución de la velocidad media transversal V/U_0 del doble jet-doble flujo (figura 5-4) se puede apreciar de mejor forma las diferencias presentes en los perfiles de cada caso, debido principalmente a la menor diferencia de la escala de valores para esta velocidad. Al igual que para la velocidad axial, en este caso las curvas poseen comportamientos bastante similares entre sí, sin embargo, se logran distinguir diferencias en la magnitud de la velocidad transversal para casi todo el rango de los niveles estudiados, las cuales se ven magnificadas a medida que aumenta la distancia desde el eje de simetría de la cortina, es decir, al aumentar la distancia y/e . Estas diferencias se aprecian con mayor claridad en la zona superior del túnel, indicando una variación en el nivel de recirculación presente en la zona adyacente a la cortina e influyendo de forma dinámica el comportamiento de ésta. Cabe destacar que para el nivel próximo al impacto ($y/2e = 9.2$) se obtiene un único perfil, indicando que en la zona de impacto el tamaño de malla satisface la condición de independencia.

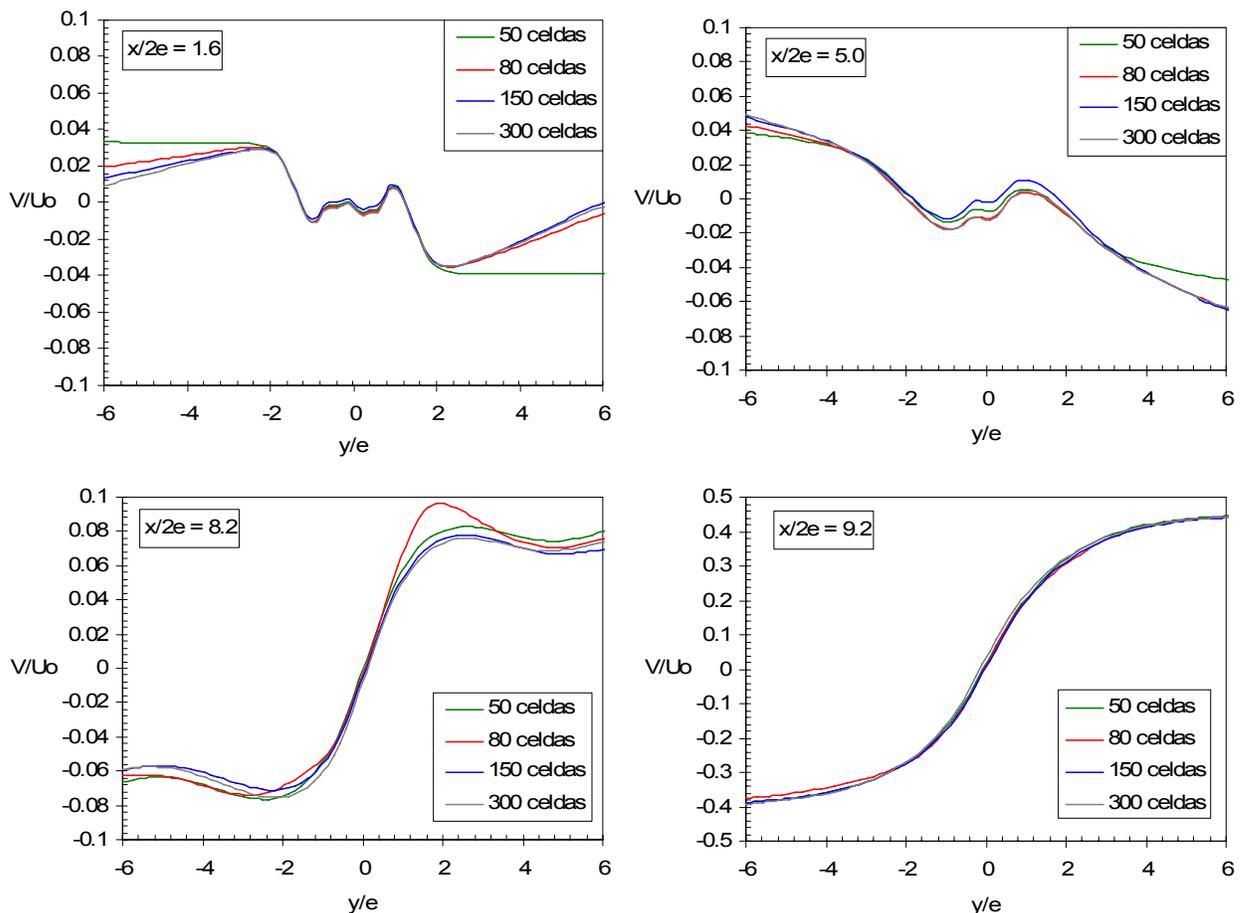


Figura 5-4: Distribución transversal de la componente transversal de la velocidad media V/U_0 al variar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto, test de independencia de malla 2-D.

En la figura 5-5 se observa la evolución de la energía cinética turbulenta k/U_0^2 del doble jet-doble flujo para los distintos niveles transversales estudiados. Nuevamente se aprecian curvas bastante similares entre sí, especialmente en la zona de la boquilla, para luego dar paso a una

diferenciación de las curvas a medida que se acercan al suelo del túnel. Estas curvas muestran que para el caso de 50 celdas, el comportamiento de la energía cinética turbulenta se aleja demasiado del resto, especialmente para los niveles medios del túnel, indicando una alta dependencia de la malla (en k) para este caso. A su vez, el resto de las curvas muestran una clara tendencia, convergiendo hacia una única curva a medida que aumenta el número de celdas.

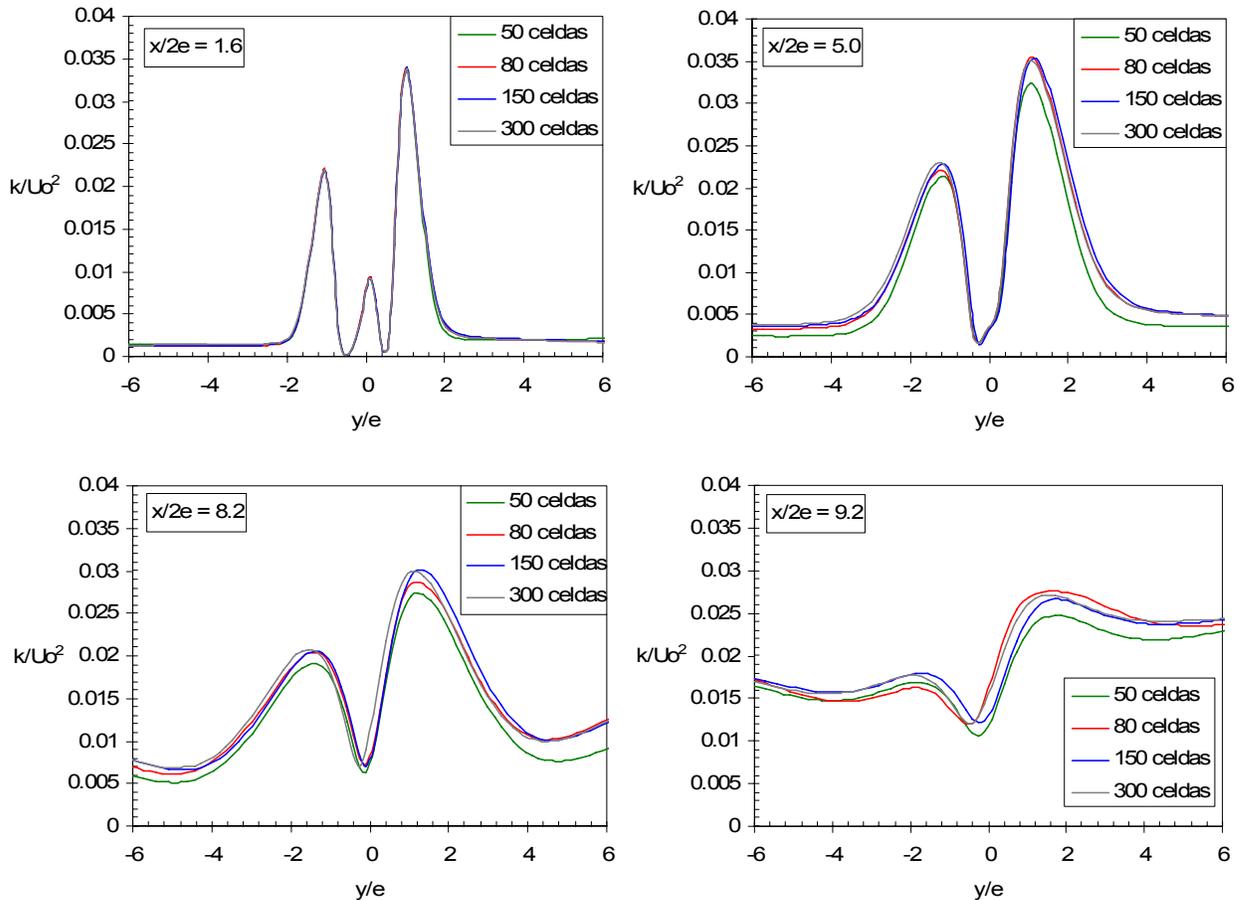


Figura 5-5: Distribución transversal de energía cinética turbulenta k/U_0^2 al variar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto, test de independencia de malla 2-D.

Considerando todos los parámetros analizados, se puede concluir que el caso con 150 celdas presenta comportamientos muy similares a los obtenidos para el caso de 300 celdas, mientras que para el caso de 80 celdas se aprecian algunas diferencias puntuales no despreciables, como por ejemplo para el nivel $x/2e = 8.2$ de la velocidad media transversal.

5.1.2.2 Influencia de la malla en un parámetro de interés global

En esta sección se analiza un parámetro de interés considerando todo el dominio de cálculo, con lo que se podrá tener un criterio más cuantitativo de la independencia de malla buscada. Este análisis, a diferencia del realizado en la sección anterior, permite cuantificar en un número el comportamiento completo de los resultados, sin considerar los efectos locales sino que los efectos globales. El parámetro de interés seleccionado corresponde al número de Reynolds turbulento local, Re_y , el cuales ve directamente influido por las características turbulentas del flujo. Este parámetro se define como:

$$\text{Re}_y = \frac{\rho d_{\text{wall}} \sqrt{k}}{\mu}, \quad (5-1)$$

donde d_{wall} corresponde a la distancia desde el centro de cada celda a la pared más próxima

La obtención de este “número característico”, $\langle \text{Re}_y \rangle$, se realiza haciendo un promedio ponderando de Re_y por el área de cada celda del dominio. La evolución de este número al aumentar la densidad de las celdas se aprecia en la figura 5-6.

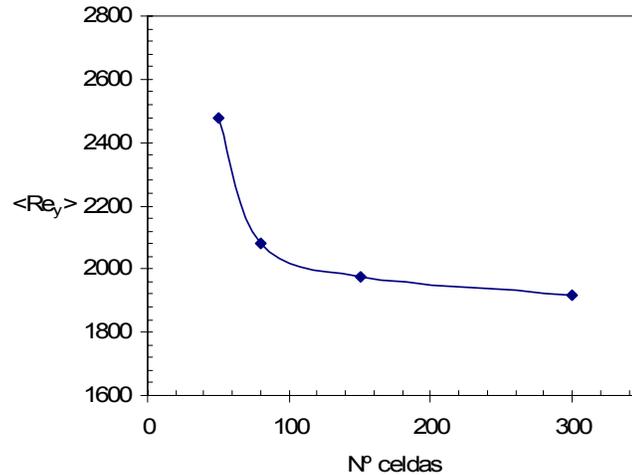


Figura 5-6: Evolución del número de Reynolds turbulento local ponderado por el área de cada celda del dominio de cálculo $\langle \text{Re}_y \rangle$ al aumentar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto, test de independencia de malla 2-D.

De esta figura se observa el comportamiento asintótico que presentan los resultados, demostrando que para las densidades de celdas estudiadas se ha conseguido llegar a resultados independientes de la malla. Para la configuración de 150 celdas se tiene una variación porcentual de un 3.13% respecto al caso de 300 celdas con lo que se puede concluir que no es necesario seguir afinando más la malla para garantizar resultados satisfactorios.

Por lo tanto, las simulaciones realizadas en este estudio para geometrías bidimensionales serán realizadas con una configuración de 150 celdas desde la boquilla hasta la superficie de impacto.

5.1.3 Análisis caso 3-D

5.1.3.1 Perfiles transversales

Para realizar la comparación para el caso tridimensional se utilizaron tres cortes verticales representativos del dominio (en los planos $x-y$), los cuales se promediaron entre los valores obtenidos para cada nivel transversal. Los tres cortes realizados al dominio fueron para $z = 0.05\text{m}$, 0.15m y 0.25m ($z/L = 1.666$, 0.5 y 0.833 respectivamente). Luego estos valores promediados fueron comparados entre los 5 casos analizados. Es importante destacar que en estos tres cortes en z los valores obtenidos son prácticamente idénticos, indicando el carácter de jet plano de esta cortina.

En la figura 5-7 se aprecian las curvas de velocidad media axial para 4 niveles transversales, en donde se observa que para el centro de la cortina no existen diferencias importantes. Las principales diferencias que se observan ocurren en la zona adyacente a la cortina para el nivel superior, las cuales están dadas por flujos secundarios de baja velocidad (respecto a U_0) producidas por la influencia de las recirculaciones generadas a los lados de la cortina. Por su parte, para el caso particular de la simulación con 50 celdas se observa un pequeño desplazamiento de las curvas hacia la izquierda de los gráficos, indicando un leve cambio de inclinación de la cortina. Pese a estas diferencias las curvas obtenidas para esta simulación mantienen la misma forma y magnitud para todos los casos.

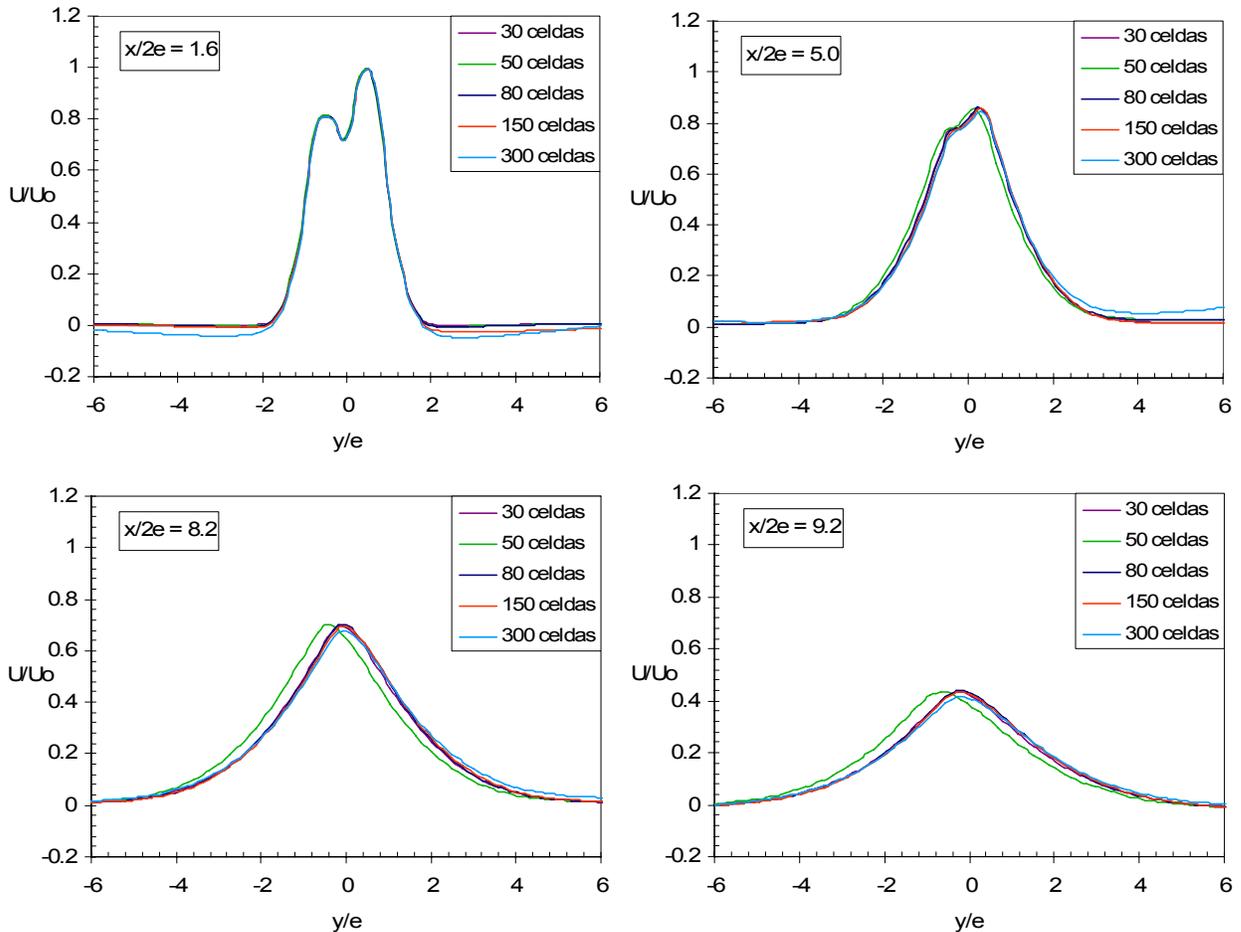


Figura 5-7: Distribución transversal de la componente axial de la velocidad media U/U_0 al variar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto, test de independencia de malla 3-D.

De igual forma, si se analiza la componente transversal de la velocidad para los diferentes casos (figura 5-8) se aprecia con mayor claridad el cambio en la inclinación de la cortina para el caso con 50 celdas. Además se aprecian claramente las diferencias observadas en la zona adyacente a la cortina producto de las recirculaciones. Lamentablemente estas curvas no muestran un patrón consistente que pueda ser analizado. De todas formas, debido a la baja magnitud de las diferencias se puede obviar este efecto. Es importante destacar que, al igual que para el caso bidimensional, en este caso también se tiene una única curva para el impacto.

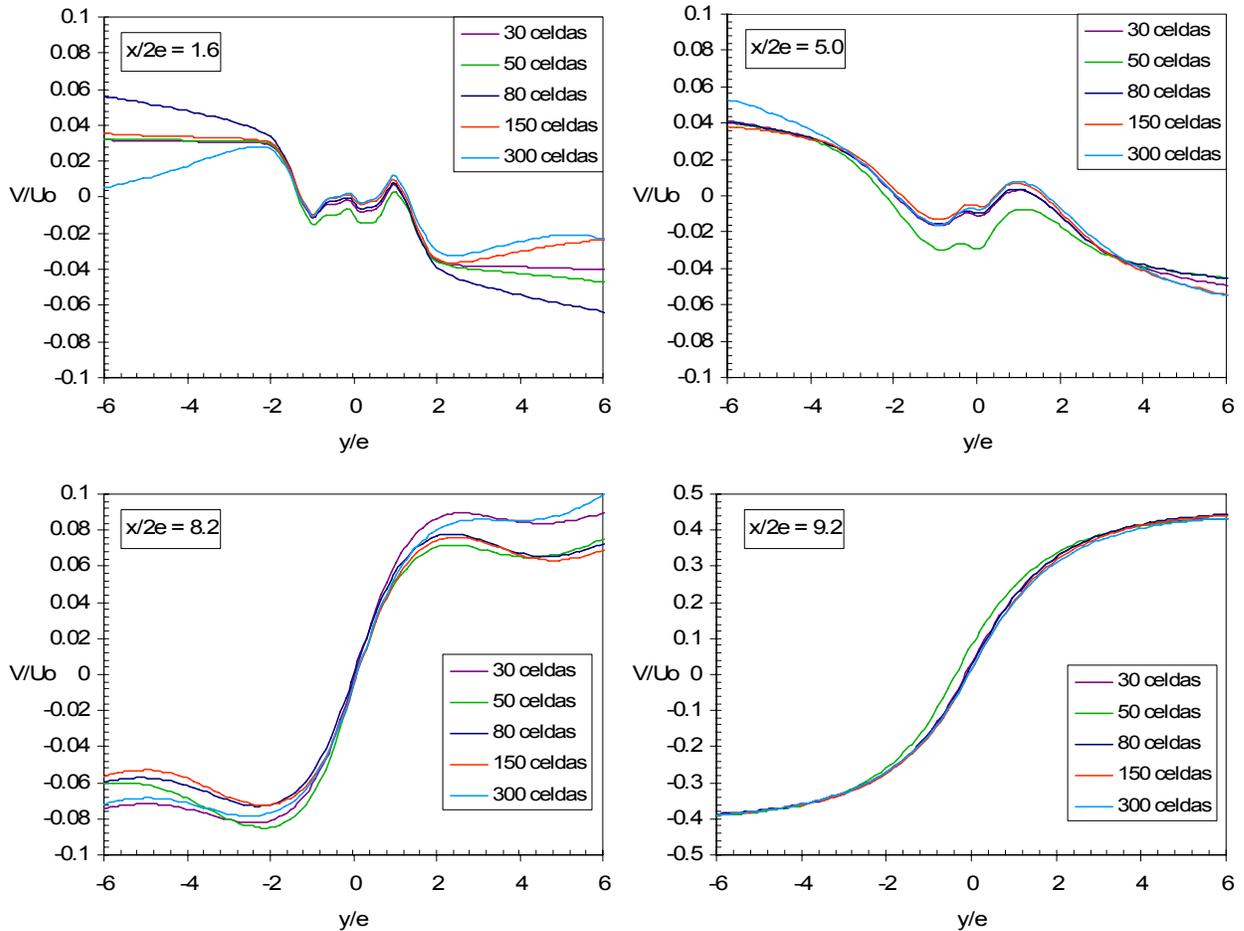


Figura 5-8: Distribución transversal de la componente transversal de la velocidad media V/U_0 al variar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto, test de independencia de malla 3-D.

Al comparar las curvas obtenidas para la energía cinética turbulenta (figura 5-9) se observan mayores diferencias que para los parámetros antes analizados. De esta figura se observa que para las zonas adyacentes a la cortina, en los niveles superiores del túnel, las curvas del caso con 300 celdas se alejan del resto presentando magnitudes levemente mayores. Pese a estas diferencias iniciales, el comportamiento de esta cortina se vuelve a parecer al resto a media que el flujo se aleja de la boquilla, presentando una única curva para el impacto.

De las curvas obtenidas para distintos niveles transversales no se puede establecer alguna diferencia concluyente que permita determinar el tamaño de malla adecuado para realizar las simulaciones, por lo que se elegirá una configuración guiándose principalmente por medio de una característica global.

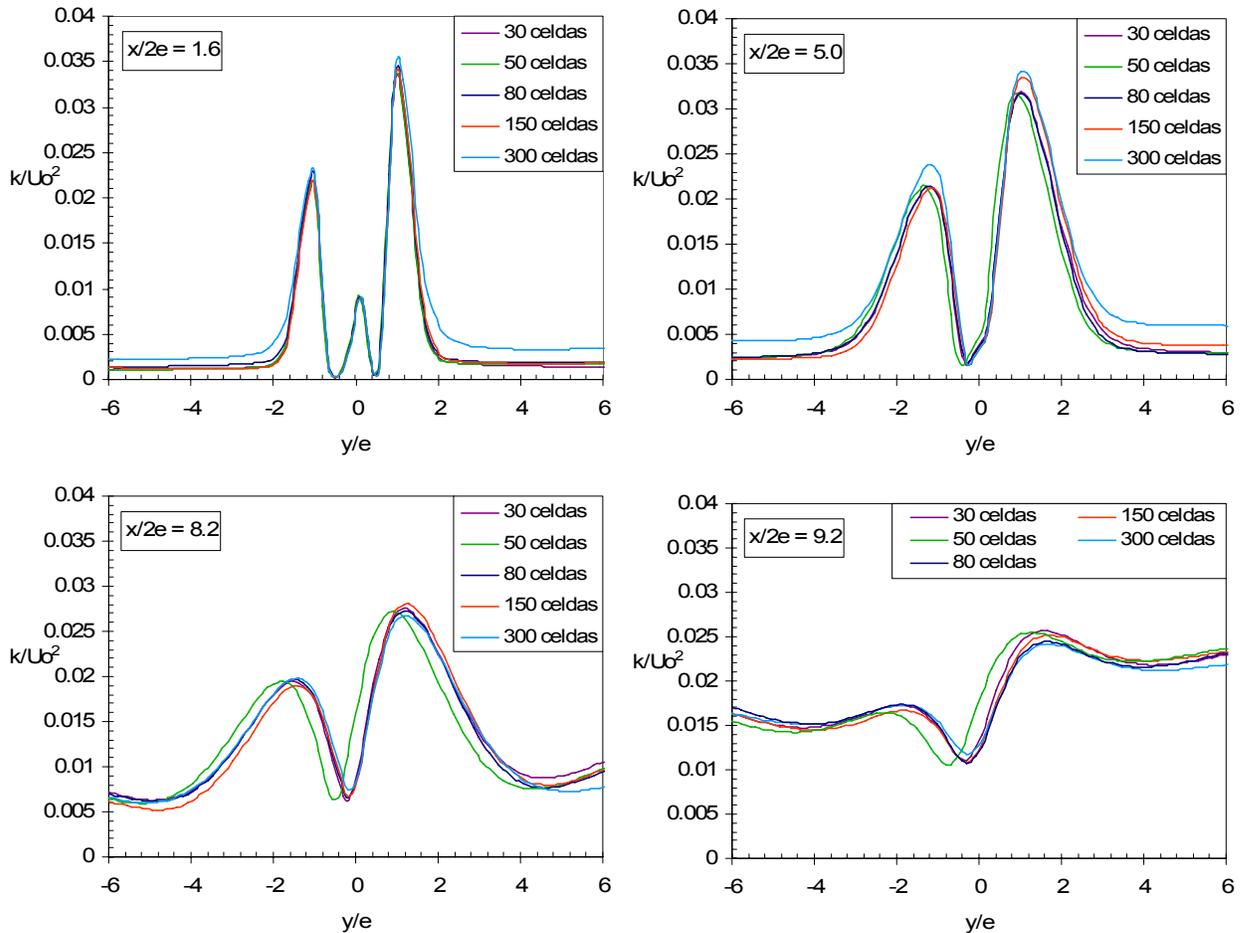


Figura 5-9: Distribución transversal de energía cinética turbulenta k/U_0^2 al variar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto, test de independencia de malla 3-D.

5.1.3.2 Influencia de la malla en un parámetro de interés global

En la figura 5-10 se observa la evolución del número de Reynolds turbulento local Re_y , ponderado por el volumen de cada celda tridimensional del dominio al aumentar el número de celdas entre el techo y el suelo de túnel. Debido al alto costo computacional que significa realizar numerosas pruebas en tres dimensiones se incluye una línea de tendencia cuadrática que extrapola los datos para encontrar un punto en que el comportamiento se vuelva asintótico. De esta figura se puede apreciar que para 450 celdas aproximadamente se logra el comportamiento esperado, sin embargo este alto número de celdas implica que el dominio de cálculo tridimensional requiera un tiempo de cálculo y recursos computacionales inaccesibles. Es por esta causa que se ha decidido utilizar una malla de 80 celdas entre el techo y la superficie de impacto, lo cual conlleva un error del 15% aproximadamente, pero que permite tener una visión global lo suficientemente precisa para realizar las comparaciones deseadas.

Para tener una noción más clara de lo que significa este número de celdas, al elegir utilizar 80 celdas en la altura del túnel se tendrá un dominio tridimensional completo de 2 millones de celdas aproximadamente.

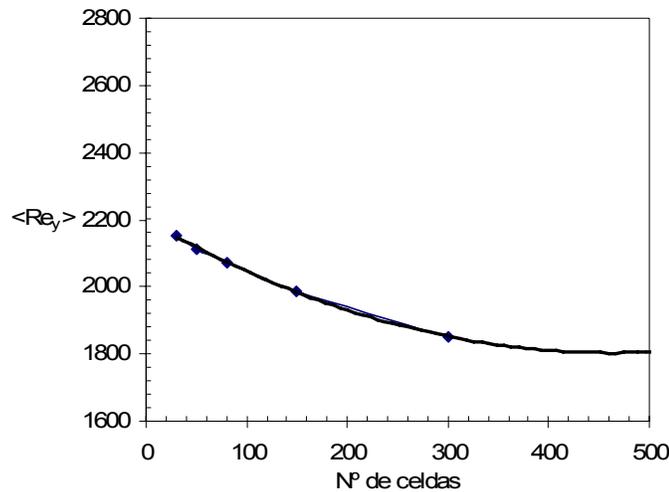


Figura 5-10: Evolución del número de Reynolds turbulento local ponderado por el volumen de cada celda del dominio de cálculo $\langle Re_y \rangle$ al aumentar el número de celdas entre la boquilla y la superficie de impacto. Se incluye curva de tendencia cuadrática⁴. Test de independencia de malla 3-D.

5.2 Comparación con datos experimentales

El análisis realizado para determinar la independencia de malla demostró que el modelo de turbulencia es consistente al realizar las simulaciones, sin embargo, hasta ahora nada asegura que estos resultados obtenidos sean correctos o representan de forma satisfactoria la realidad. La única forma de validar el modelo de turbulencia y las simulaciones es comparando los resultados con datos experimentales.

A la fecha, los únicos resultados experimentales disponibles de los campos de velocidad, energía cinética y esfuerzos de Reynolds son los obtenidos por Gupta [1], los cuales utilizan una disposición isotérmica, es decir, se utilizaron flujos con la misma temperatura y en esencia las mismas características. Por lo tanto, la validación del modelo es realizada utilizando la configuración definida por este autor.

La simulación del caso isotérmico fue realizada utilizando una malla en dos dimensiones de 150 celdas, tal como fue concluido en la sección anterior. Para este caso se consideró el dominio completo, incluyendo ambas cortinas, todos los circuitos de recirculación de aire y el túnel completo tal como sería realizar esta experiencia en el dispositivo experimental del proyecto. Respecto a las características isotérmicas de la simulación, se puede resumir que para este tipo de simulación los efectos de la temperatura no son considerados dejando sólo los efectos cinemáticos y dinámicos. Una explicación más precisa de este tipo de simulaciones se dará en el capítulo 7.

Además de los resultados experimentales, en este análisis se incluyen las curvas isotérmicas obtenidas en el estudio numérico realizado por Fernández [3], el cual fue realizado utilizando el modelo de turbulencia $k-\epsilon$ standard.

⁴ La ecuación de la línea de tendencia corresponde a: $Re_y = 1.8527414e-03 N^2 - 1.7131086 N + 2199.1794$
El coeficiente de correlación de los datos es: $R^2 = 0.99920473$

5.2.1 Comparación en campos de velocidad media y energía cinética turbulenta

En esta sección se comparan los campos de velocidad media y de la energía cinética turbulenta en la zona de la cortina, comparando ambos modelos turbulentos antes descritos y los resultados experimentales.

Cabe destacar que para poder obtener resultados numéricos comparables a los experimentales se determinó una diferencia de presión adecuada a los ventiladores que impulsan el flujo (110Pa) de tal forma que el número de Reynolds de cada jet de una cortina sea cercano a 7000, lo que produce un Reynolds compuesto de la cortina comparable a los 14000 obtenidos de manera experimental.

En la figura 5-11 se presentan los campos de la velocidad media, normalizada por U_0 , para el caso experimental y los dos casos numéricos. De esta figura se aprecia que la cortina experimental posee una leve inclinación hacia la derecha, mientras que para los casos simulados se tienen cortinas que inciden de forma perpendicular al suelo. Además se aprecia que las cortinas obtenidas de forma numérica poseen una sobreestimación de la velocidad para la zona previa al punto de estancamiento formado en la zona de impacto. Esto genera a su vez que la zona de impacto sea más pequeña e identificable que la observada de forma experimental.

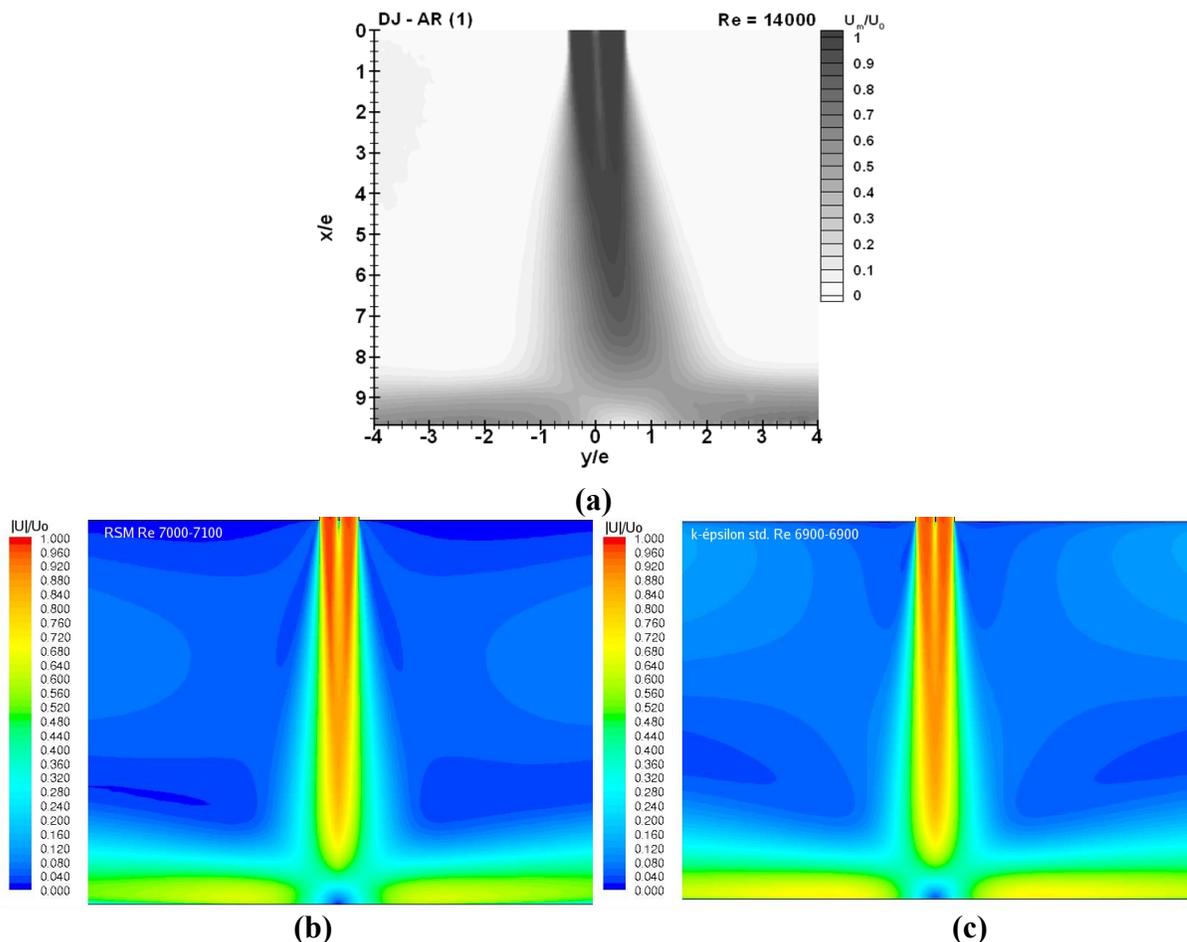


Figura 5-11: Campos de velocidad media $|U|/U_0$: (a) Caso experimental; (b) Caso RSM; (c) caso $k-\epsilon$.

Una característica que puede ser igualmente observada de los tres campos de velocidad es la presencia de los jets de pared que se forman luego del impacto a ambos lados de la cortina. Si se comparan los resultados numéricos entre sí en estas zonas se observa que el modelo $k-\varepsilon$ predice jets de pared más veloces que el modelo RSM, los cuales se producen en una zona muy angosta próxima al suelo del túnel.

Al observar las zonas adyacentes a la cortina se pueden apreciar pequeñas diferencias en los flujos, los cuales son resultados de las recirculaciones formadas por los jets de pared una vez que se separan del suelo del túnel. Pese a estos flujos, las cortinas no presentan diferencias significativas entre ambos casos numéricos.

En la figura 5-12 se observa la distribución espacial de la energía cinética turbulenta normalizada, en donde se aprecia nuevamente la inclinación de la cortina para el caso experimental. Al comparar la cortina experimental con las cortinas numéricas se puede apreciar que estas últimas presentan capas de mezcla más angostas y definidas, especialmente en las zonas inferiores del túnel. Estas capas de mezcla se producen por la interacción entre los jets de alta velocidad y el ambiente circundante de baja velocidad, generando un aumento en la energía cinética turbulenta y en la actividad turbulenta en general. Al comparar los dos casos numéricos se observa que la cortina calculada con el modelo $k-\varepsilon$ presenta capas de mezcla levemente más angostas que las obtenidas a través del modelo RSM. Esto genera a su vez que el modelo $k-\varepsilon$ prediga un máximo levemente mayor en la zona de impacto. Por su parte el modelo RSM predice un máximo más acorde al campo experimental.

Otra diferencia que puede ser apreciada entre los dos resultados numéricos es la distinta longitud que tiene la franja central de una leve, pero mayor energía cinética turbulenta que se produce a continuación de la boquilla, indicando la posición de la placa separadora entre los dos jets de la cortina. Esta mayor energía cinética está dada por la interacción de los dos jets de la cortina, definiendo una capa de mezcla entre los flujos. Para el caso del modelo RSM se tiene que esta franja es bastante marcada y se encuentra presente hasta un poco antes de la mitad de la altura, mientras que para el modelo $k-\varepsilon$ esta franja es imperceptible para un cuarto de la altura del túnel. Por su parte, los resultados experimentales muestran que esta franja debe ser aún más larga.

Estas diferencias implican que ambos modelos presentan dificultades para predecir la actividad turbulenta de los flujos, sin embargo, el modelo RSM se acerca más al resultado experimental que el modelo $k-\varepsilon$.

Es importante destacar que ambos casos numéricos no reproducen una zona de baja energía turbulenta previa al impacto, entre $8 < x/2e < 9$ aproximadamente, la cual se encuentra presente en los datos experimentales.

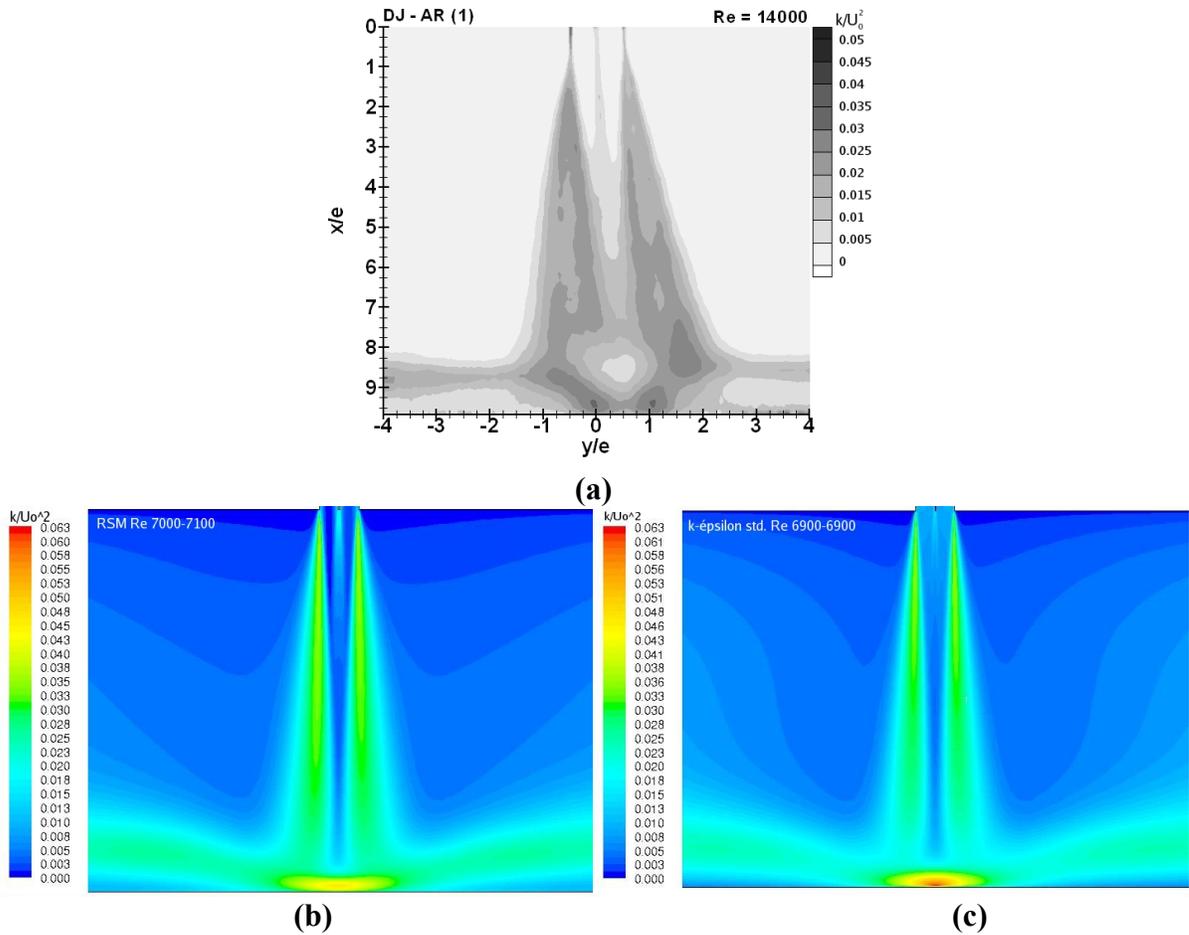


Figura 5-12: Campo de energía cinética turbulenta k/U_0^2 : (a) Caso experimental; (b) Caso RSM; (c) caso $k-\epsilon$.

5.2.2 Comparación de la velocidad media en el eje de la cortina

En la figura 5-13 se presenta la evolución de la velocidad media axial normalizada U/U_0 en el eje de la cortina ($y/e = 0$) para las simulaciones numéricas y para los valores experimentales obtenidos por Gupta [1]. De esta figura se puede apreciar que las principales diferencias se ubican en la zona inicial, cerca de la boquilla y en la zona cercana al impacto, ambos lugares donde se produce la mayor interacción del flujo y por ende, en los lugares con mayor actividad turbulenta. Pese a estas diferencias recién mencionadas, el comportamiento en la zona central de la cortina presenta valores bastante cercanos a los experimentales, cubriendo la mayor parte de ésta (en el rango $2 < x/2e < 8$).

Experimentalmente Gupta determinó que, mientras la cortina se mantenga derecha e incidan de forma perpendicular al suelo, la zona próxima al impacto será independiente del número de Reynolds del flujo. En su experimentación este autor determinó que para cortinas tipo doble jet con números de Reynolds diferentes, pero que se mantengan perpendiculares al suelo se tendrá el mismo perfil de velocidad normalizada para los niveles $x/2e$ mayores a 5.0, por lo tanto, el decaimiento de la velocidad media axial de la cortina es una característica muy importante del comportamiento de este dispositivo. En la figura 5-13 se puede apreciar que para ambas simulaciones este decaimiento no es igual al obtenido experimentalmente, mostrando valores un tanto mayores a los esperados. Esta sobreestimación de la velocidad para la zona inferior del eje

de la cortina concuerda con la subestimación del espesor de las capas de mezcla (mostradas en la figura anterior) ya que la actividad turbulenta no alcanza a influir directamente en la velocidad central de la cortina.

En esta misma figura además se incluyen dos curvas experimentales obtenidas por Gupta, las que poseen menores valores de Reynolds. Al observar estas curvas se puede apreciar que éstas no poseen una forma suave, sino que se presentan bastante irregulares, especialmente para valores de Reynolds bajos. Esto demuestra lo difícil que es obtener de manera experimental la velocidad en el centro de la cortina cuando ésta se encuentra inclinada como es el caso obtenido experimentalmente por este autor. Otro aspecto interesante que puede ser destacado de estas curvas experimentales es que no existe gran variación de las curvas entre números de Reynolds de 6000 y 14000, pero sí para números de Reynolds entre 2000 y 6000.

Si se comparan ambos modelos de turbulencia, se aprecia que para ambos casos se obtuvieron perfiles muy parecidos (3% de diferencia a la mitad de la altura), en donde el modelo RSM presenta valores un poco menores para todo el rango de la cortina. Si se concentra la atención en la zona de impacto se observa que ambas curvas numéricas se vuelven idénticas para $x/2e > 9.0$, indicando que ambos modelos se comportan de igual manera al predecir el decaimiento de la velocidad a medida que el flujo se acerca al suelo.

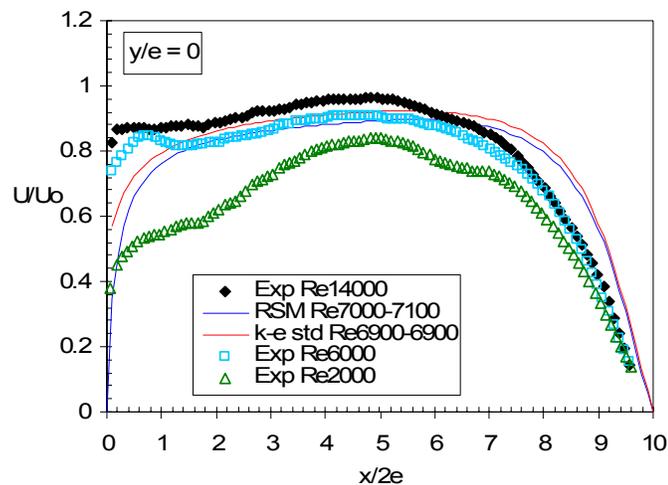


Figura 5-13: Distribución de la velocidad media axial U/U_0 en el eje central de la cortina. Comparación de datos experimentales [1] y simulaciones RSM y $k-\epsilon$ [3].

5.2.3 Comparación en perfiles transversales de la cortina

En la figura 5-14 se presenta la evolución de la componente axial de la velocidad media para distintos niveles transversales al flujo, mostrando que existe bastante concordancia entre los datos experimentales y las simulaciones. Esta concordancia se aprecia principalmente para los niveles superiores, más cercanos a la boquilla, para luego perderse a medida que se desciende por el túnel. Se observa que ambas simulaciones predicen bastante bien esta componente de la velocidad hasta el nivel $x/2e = 6.0$. Es importante destacar que los resultados experimentales poseen una leve inclinación hacia la derecha debido a factores no controlables por lo que debe ser considerada principalmente la forma y magnitud de estas curvas y no su posición horizontal. Es debido a esto que se puede afirmar que la curva obtenida en el nivel $x/2e = 6.0$ es prácticamente igual a la curva experimental.

Para el caso de las curvas próximas al impacto se aprecia que las simulaciones no predicen fielmente la velocidad de la cortina, produciendo un jet más rápido y angosto que el observado experimentalmente. Para el caso del nivel $x/2e = 9.2$ se predice un máximo de la velocidad (normalizada) un 47.76% superior a los valores obtenidos experimentalmente.

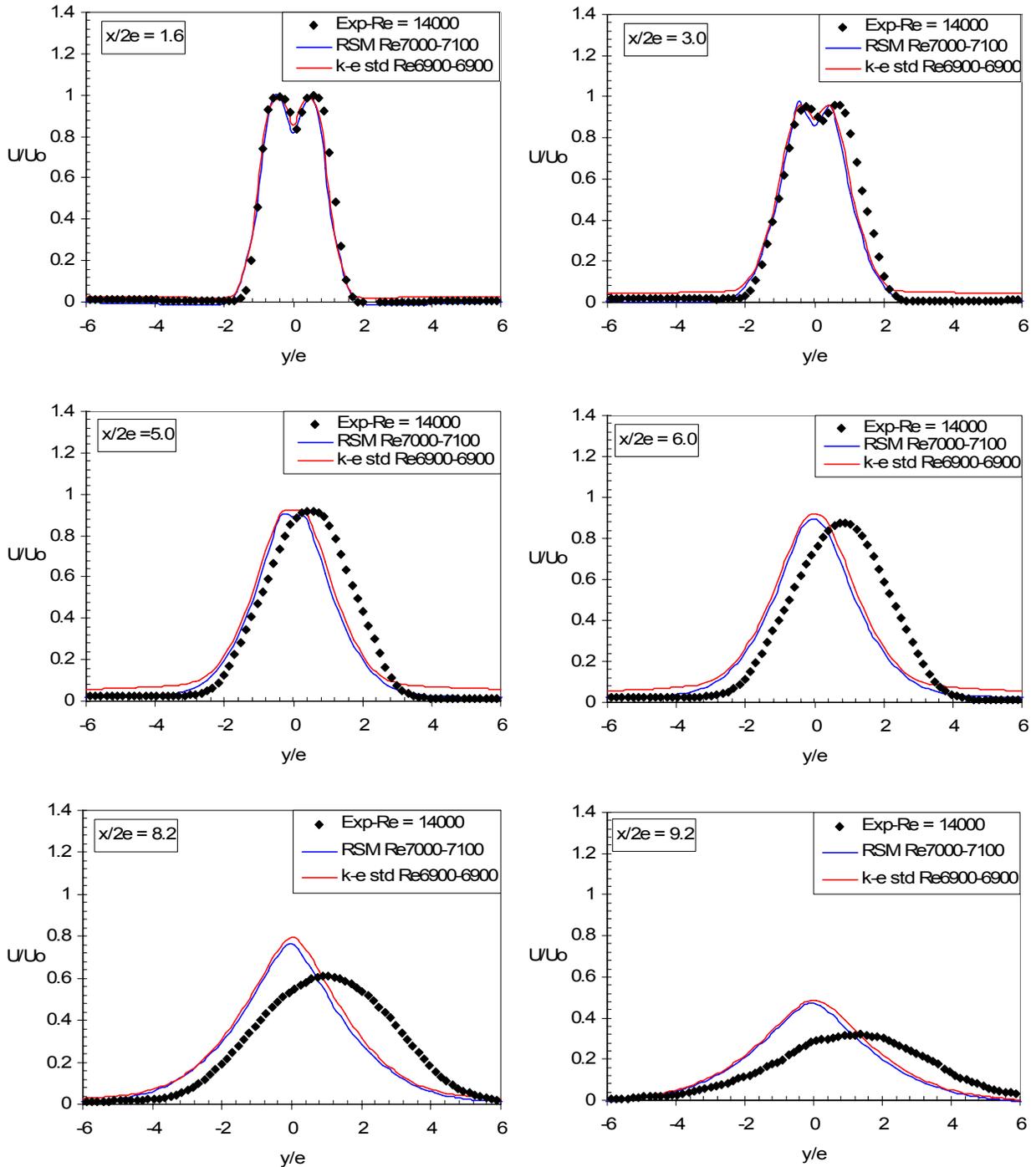


Figura 5-14: Distribución de la componente axial de la velocidad media U/U_0 para distintos niveles transversales; comparación curva experimental y simulaciones utilizando modelos RSM y $k-\epsilon$; casos isotérmicos.

Otro aspecto que debe ser destacado es la correcta predicción de la influencia mutua entre los jets que componen una cortina del dispositivo. Este efecto se aprecia en los niveles $x/2e = 1.6$ y 3.0 , desde donde empieza a desaparecer hasta que para niveles mayores a $x/2e = 5.0$ no se aprecia más, tal como ocurre experimentalmente.

Al comparar los modelos de turbulencia de las simulaciones numéricas se observa que ambos presentan resultados muy parecidos entre sí para todos los niveles estudiados, sin embargo, el modelo $k-\varepsilon$ predice velocidades levemente mayores para la zona de la cortina.

Al comparar las curvas experimentales con las curvas numéricas para el caso de la velocidad media transversal (figura 5-15) se observa que ya no existe la misma concordancia entre las curvas como en la figura anterior. Esta diferencia se debe principalmente por la inclinación que presenta la cortina experimental hacia la derecha, generando valores mayores. No obstante, estas curvas siguen comportamientos bastante parecidos si se considera la magnitud de los valores que se presentan. En estas curvas se aprecia que las simulaciones producen valores de mayor magnitud para las zonas adyacentes a la cortina, principalmente en los niveles superiores (cerca del techo del túnel). Esto se explica principalmente por la presencia de recirculaciones y flujos secundarios inducidos por el movimiento que produce la cortina y los jets de pared luego del impacto. Esta diferencia también puede apreciarse entre los modelos de turbulencia, en donde el modelo $k-\varepsilon$ presenta magnitudes notoriamente mayores para el nivel $x/2e = 1.6$.

Respecto a las curvas del nivel $x/2e = 9.2$ se observan comportamientos prácticamente idénticos entre las simulaciones y bastante parecidos a la curva experimental. La diferencia en el comportamiento observado entre los niveles superiores e inferiores se debe a la presencia de los jets de pared luego del impacto, produciendo flujos con velocidad cercana al 50% del valor observado en la boquilla.

En la figura 5-16 se observa la evolución de la energía cinética turbulenta normalizada. De esta figura se observa que para todos los niveles, principalmente en los más cercanos al impacto, se tienen diferencias en los perfiles respecto a los datos experimentales. Pese a estas diferencias, las características principales de cada uno de los niveles se mantienen suficientemente bien. Respecto a las magnitudes obtenidas en las simulaciones, éstas son similares a los datos experimentales por lo que se puede considerar que las simulaciones predicen resultados aceptables.

Un efecto que se repite en todos los niveles analizados para ambos modelos de turbulencia es una leve sobreestimación de la energía cinética turbulenta en las zonas adyacentes a la cortina, alcanzando valores muy similares entre sí. Este efecto se aprecia con mayor intensidad para el nivel próximo al suelo ($x/2e = 9.2$). Esto indica que ambos modelos predicen una mayor actividad turbulenta en estas zonas que la observada de forma numérica.

Respecto a las diferencias entre los modelos de turbulencia, se aprecia que el modelo RSM predice un leve ensanchamiento de las curvas respecto al modelo $k-\varepsilon$, lo cual es consistente con los valores experimentales. Otro efecto importante que se observa de la evolución de k es la interacción entre los dos jets en la zona central cerca de la boquilla. Este efecto no es lo suficientemente definido en el modelo $k-\varepsilon$, mientras que para el caso RSM se logra predecir satisfactoriamente la curva experimental. Al igual que como fue mencionado para el caso de la

velocidad media axial, la interacción entre los flujos se va perdiendo a medida que ambos jets se unen, lo que ocurre entre los niveles $x/2e = 3.0$ y 5.0 .

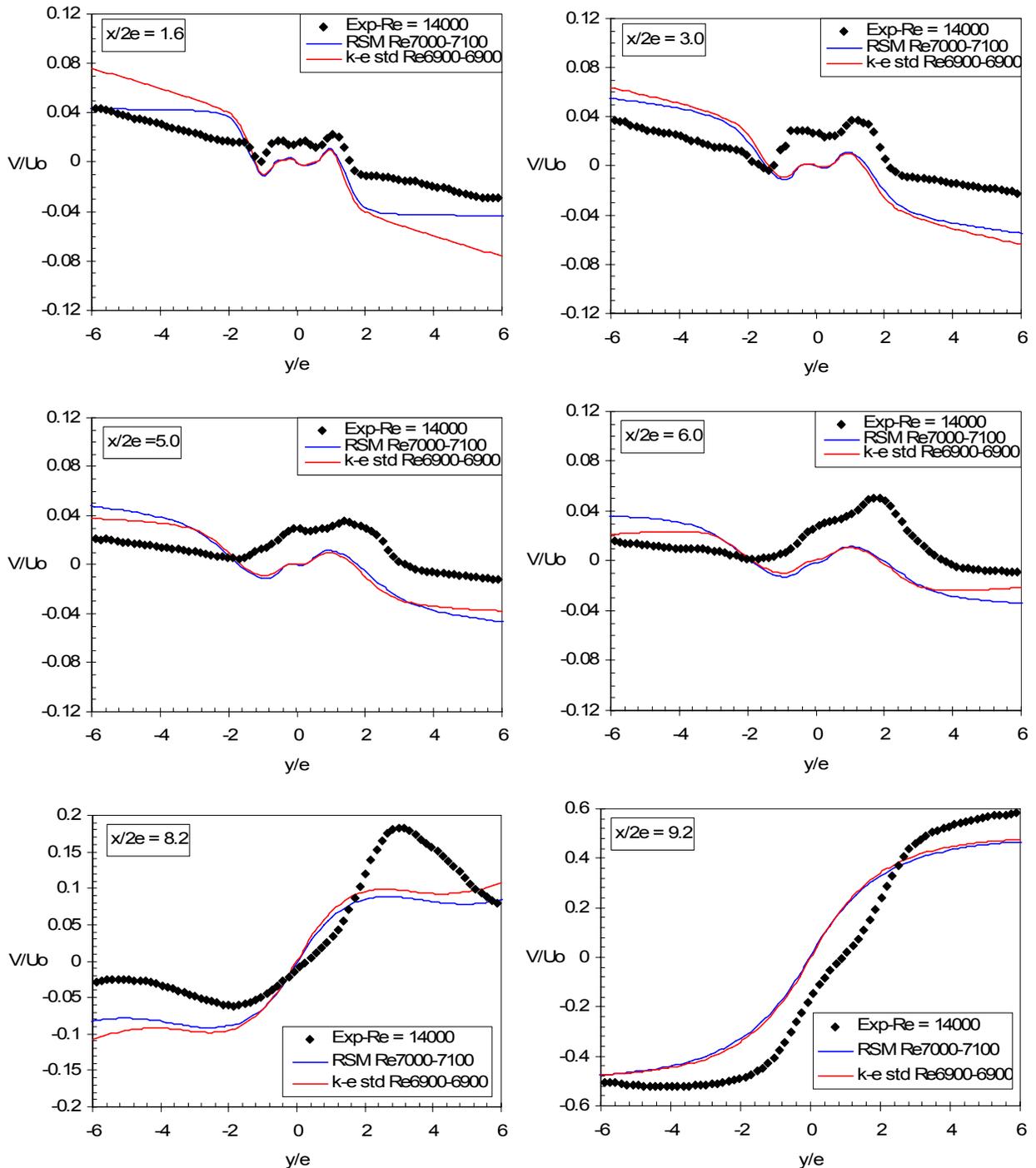


Figura 5-15: Distribución de la componente transversal de la velocidad media V/U_0 para distintos niveles transversales; comparación curva experimental y simulaciones utilizando modelos RSM y $k-\epsilon$; casos isotérmicos.

Un efecto que no es reproducido por ninguno de los dos modelos de turbulencia es la pequeña oscilación observada para la zona de las capas de mezcla, las cuales se pueden observar (levemente) desde el nivel $x/2e = 1.6$ hasta (ya más claramente) el nivel $x/2e = 6.0$. En estas zonas

los modelos numéricos predicen un solo máximo, el cual posee una magnitud mayor que los datos experimentales. Pese a esta diferencia, el espesor de las capas de mezcla es prácticamente idéntico en este rango para los tres casos.

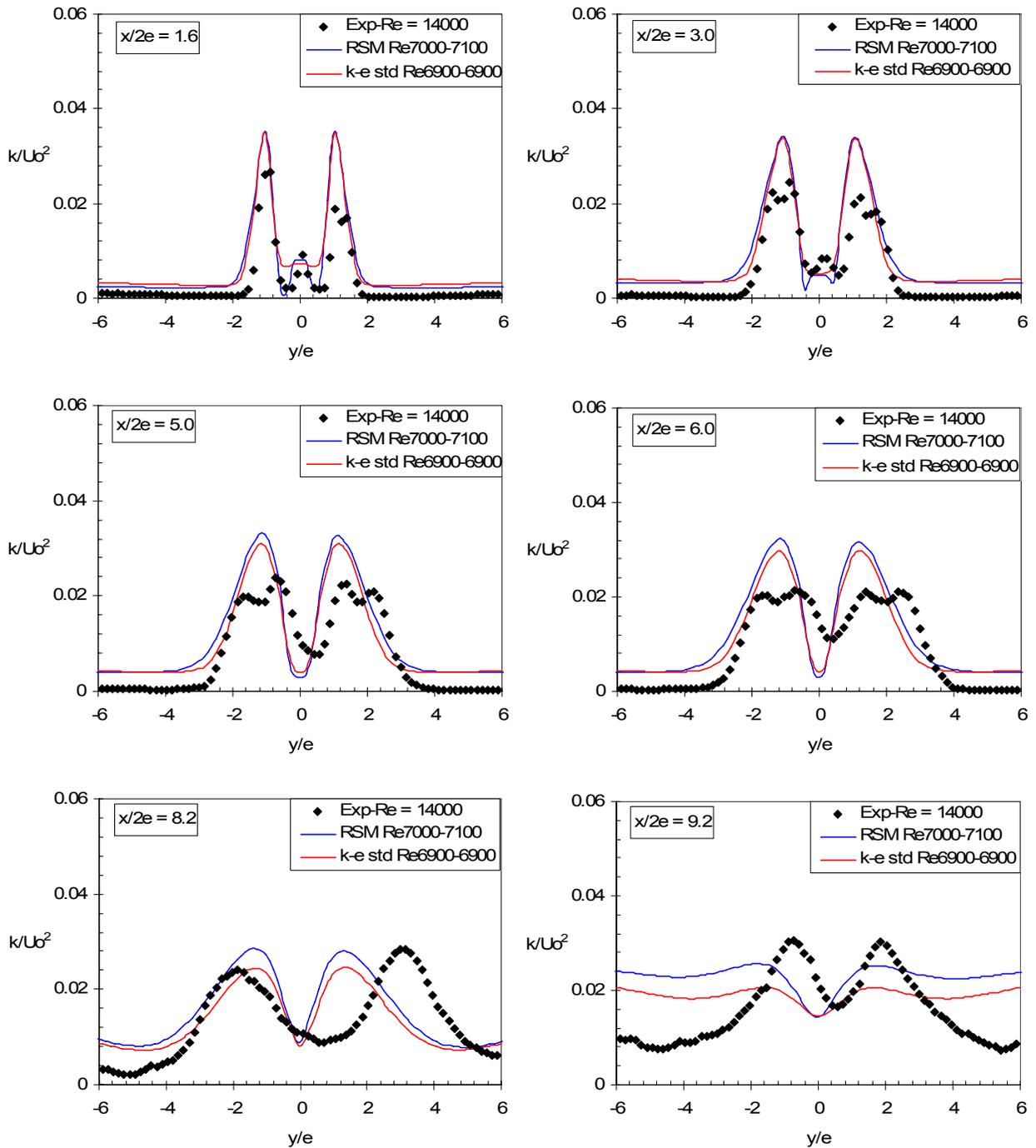


Figura 5-16: Distribución de energía cinética turbulenta k/U_0^2 para distintos niveles transversales; comparación curva experimental y simulaciones utilizando modelos RSM y $k-\epsilon$; casos isotérmicos.

En la figura 5-17 se presenta la evolución de los esfuerzos de Reynolds para los distintos niveles estudiados. De esta figura se observa que la concordancia entre los datos y las simulaciones se restringe principalmente para los niveles previos a la influencia del impacto, presentando

resultados bastante aceptables en esta zona. Estas curvas mantienen las características principales de los datos experimentales siendo diferente solo las magnitudes máximas. En este rango ambos modelos predicen una sobrestimación de los esfuerzos para las zonas de las capas de mezcla.

Por otro lado, para la zona cercana al impacto ($x/2e = 9.2$) se predice un comportamiento completamente diferente al observado de forma experimental, por lo que en esta zona en particular los esfuerzos de Reynolds no son correctamente simulados. Por su parte, la zona cerca del nivel $x/2e = 8.2$ actúa de zona de transición entre las dos zonas recién mencionadas, por lo que su precisión también es cuestionable.

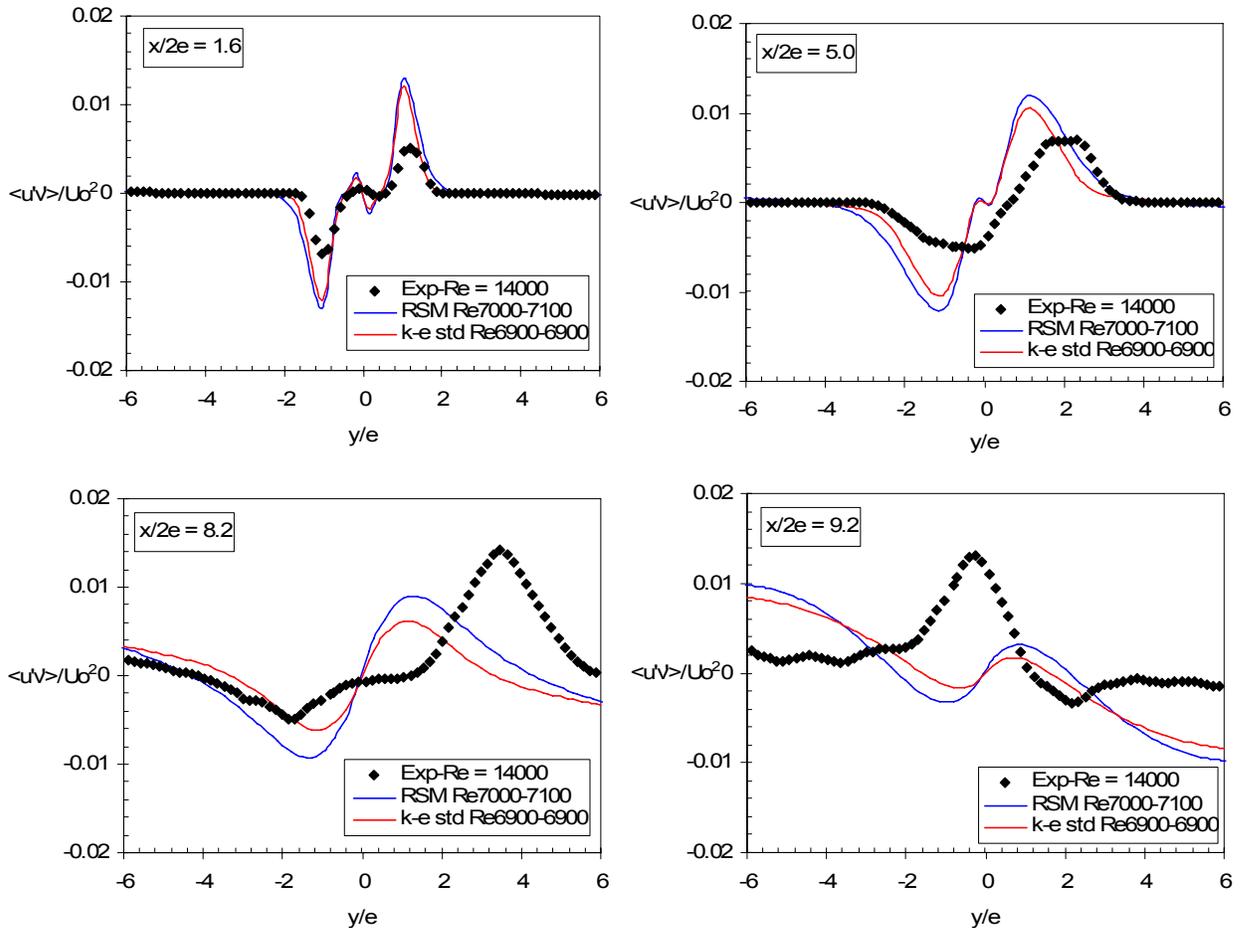


Figura 5-17: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ para distintos niveles transversales; comparación curva experimental y simulaciones utilizando modelos RSM y $k-\varepsilon$, casos isotérmicos.

Una explicación de las diferencias observadas entre las simulaciones y los datos experimentales puede radicar en la inclinación de la cortina obtenida experimentalmente, lo que influye directamente en la dinámica del impacto y en los niveles inferiores analizados. Esta inclinación produce que el flujo se divida de forma diferente entre los jets de pared formados luego del impacto, teniendo uno una mayor masa que el otro y produciendo la pérdida de simetría entre el lado exterior y el lado interior, tal como se observa de los datos experimentales. Esto a su vez genera diferencias bastante notorias para los niveles inferiores, principalmente para las zonas previas al impacto. Por su parte, las simulaciones no predicen esta inclinación de la cortina, por lo que los resultados obtenidos mantienen una simetría respecto al eje de la cortina.

5.3 Conclusiones del capítulo

De la prueba de independencia de malla se pudo observar que el tamaño de las celdas del dominio tiene diferente influencia en cada parámetro analizado, siendo la energía cinética turbulenta el más afectado. Del análisis de sensibilidad realizado se puede concluir que para las simulaciones que se realicen en dos dimensiones se utilizará una malla de 150 celdas entre el techo del túnel hasta el suelo. Por su parte, para el caso tridimensional se determinó que se debe sacrificar un poco de precisión para obtener resultados de forma oportuna debido al extenso dominio de cálculo. En este caso la malla a utilizar considera 80 celdas desde el techo del túnel hasta el suelo, generando una malla de cerca de 2 millones de celdas. El error asociado a esta malla fue estimada en un 15% aproximadamente, sin embargo, al comparar los distintos perfiles transversales se pudo constatar que no existen diferencias significativas en el comportamiento de los parámetros analizados en la zona de las cortinas.

Al comparar los resultados numéricos isotérmicos con datos experimentales disponibles [1] se pudo observar que ambos modelos de turbulencia producen resultados con una precisión razonable para el caso en estudio, considerando los recursos computacionales y el tiempo disponible para realizarlas. Ambos modelos reprodujeron satisfactoriamente el comportamiento general y las diferentes características del flujo de la cortina, especialmente para las zonas superiores del túnel. Debido a la inclinación que posee la cortina experimental, afectando enormemente los resultados, es difícil concluir si estos modelos predicen resultados significativamente precisos para la zona del impacto.

Pese al efecto de la inclinación de la cortina, se cree que las diferencias observadas entre los modelos numéricos y la cortina experimental están influenciadas por una baja tasa de ensanchamiento de las capas de mezcla, las que producen que el jet se mantenga más esbelto en su zona central y mantenga una alta velocidad hasta prácticamente el impacto. Esta subestimación del ensanchamiento de la actividad turbulenta en las capas de mezcla también se ve reflejada en los máximos de mayor magnitud observados para k , sin predecir la oscilación observada de forma experimental. Estas condiciones conllevan a un impacto más violento que el observado de experimentalmente.

Al comparar el modelo de turbulencia RSM con el modelo $k-\varepsilon$ utilizado por Fernández [3] se aprecian pequeñas diferencias en el desempeño de la cortina, principalmente una disminución de la magnitud de la energía cinética turbulenta y un leve ensanchamiento de las capas de mezcla, pareciéndose más a los datos experimentales. Al considerar estas diferencias y observar las tendencias entre ambos modelos se puede concluir que efectivamente el modelo RSM predice resultados más precisos que el modelo $k-\varepsilon$. Esto está respaldado por la diferencia en la formulación del modelo, considerando de forma independiente a cada esfuerzo de Reynolds (en forma de ecuaciones de transporte para cada uno) y alejándose de la condición de isotropía. En un capítulo posterior se podrá observar las diferencias entre ambos modelos al incluir el efecto de la temperatura en las simulaciones.

6 Caracterización de un Doble Jet-Doble Flujo

En este capítulo se analiza la estructura de un doble jet-doble flujo con el objeto de distinguir las características principales de este tipo de flujo, tanto de forma cinemática como térmica, permitiendo entender de mejor manera la dinámica del dispositivo de confinación celular. Además se compararán los datos generados numéricamente con ecuaciones obtenidas para jets simples en impacto, tratando de realizar un paralelo entre éstos.

6.1 Descripción del caso

La geometría simulada en este caso corresponde al dispositivo completo en su forma bidimensional; el cual incluye dos cortinas de aire del tipo doble jet-doble flujo, con sus respectivos circuitos de circulación y ventiladores que impulsan el aire de cada jet, una fuente de calor que es la responsable del campo de temperatura y la zona del túnel, que corresponde al lugar donde se desarrollan los flujos de las cortinas. Un esquema del dominio de cálculo considerado se presenta en la figura 4-1.

Cabe destacar que el dispositivo permite distinguir dos zonas claramente definidas: la zona confinada entre las dos cortinas y las zonas protegidas al exterior de las cortinas. Debido a que en la zona confinada se ubicará la fuente de calor, ésta poseerá una alta temperatura al igual que los jets de las cortinas próximas a esta zona (debido a la recirculación). Por simplicidad estos jets serán llamados jets calientes o interiores respecto a la zona confinada, independientemente de si pertenecen a la cortina derecha o izquierda del dispositivo. Por su parte, las zonas protegidas tendrán una temperatura baja. Los jets de las cortinas próximos a estas zonas expulsarán aire frío desde el ambiente y serán llamados jets fríos o exteriores.

Como se muestra en el estudio de Fernández [3], para obtener una cortina impactando de manera perpendicular al suelo, característica deseable para mejorar el confinamiento, se requiere que el jet caliente de la cortina posea una mayor velocidad que su contraparte fría. En dicho estudio se obtuvo que esta diferencia de velocidad debiera ser de 5 m/s. Para obtener esta diferencia de velocidad se impuso que la diferencia de presión proporcionada por los ventiladores que impulsan el aire de las cortinas sea de 280Pa para los jets interiores y de 260Pa para los jets exteriores. Por otro lado, el campo de temperatura es proporcionado por una fuente de calor próxima a la cortina izquierda del dispositivo, a una distancia de $1.67H$ (0.25m) entre el eje de simetría de la cortina y la mitad de la fuente. Esta posición según Fernández (2006) es el caso más crítico o desfavorable entre los distintos casos que analizó en su estudio debido al alto grado de asimetría que se produce. La potencia consumida por la fuente de calor es fijada a 250 kW/m^2 , que corresponde a la potencia equivalente a un auto en llamas en un incendio real en un túnel. Esta potencia produce temperaturas en la superficie de la fuente de calor cercana a los 1200°C , por lo que no solo existirán efectos difusivos y convectivos involucrados en la simulación, sino

que además es requerido de un modelo radiativo que de cuenta de la radiación involucrada en el proceso.

Respecto de las características del aire y de su comportamiento a distintas temperaturas, se considera al aire como fluido newtoniano, con una densidad que sigue la ley de los gases ideales incompresibles (debido a los bajos valores de diferencia de presión), su calor específico se consideró como constante, su conductividad térmica se modeló a través de la teoría cinética, su viscosidad dinámica está determinada por la ecuación de Sutherland de dos parámetros y su peso molecular se consideró constante. Para efectos del modelo radiativo, el aire es considerado como un medio no participativo, es decir, el aire no interactúa directamente con la radiación de la fuente, sino que solo se calienta a través del calor que es convectado y difundido por las paredes, las cuales sí se calientan por la radiación que produce la fuente. Las paredes serán consideradas de acero, con una conductividad térmica y calor específico constantes. El modelo de turbulencia utilizado corresponde al modelo RSM.

6.2 Distribución de velocidad y turbulencia en el doble jet-doble flujo

Al considerar los parámetros mencionados anteriormente se obtuvo que el jet caliente de la cortina izquierda posee una velocidad de 26.16m/s (U_0) y una temperatura de 420.3K (T_0), lo que genera un número de Reynolds del jet caliente $Re_{hot} = 6961.44 \approx 7000$, mientras que el jet frío de esta cortina posee una velocidad de 21.81m/s y una temperatura de 303K, lo que genera un número de Reynolds del jet frío $Re_{cold} = 10242.3 \approx 10200$.

La figura 6-1 muestra diferentes niveles transversales de velocidad media axial U/U_0 y de energía cinética turbulenta k/U_0^2 para la cortina izquierda del dispositivo, en donde se puede apreciar la relación existente entre ambas magnitudes. Al observar de forma general todos los niveles de ambos parámetros se puede observar que efectivamente se obtiene una cortina que impacta de forma perpendicular al suelo, tal como era esperado. Inicialmente se observa que la velocidad posee dos peaks formados por los jets que componen la cortina, en donde se aprecia claramente la mayor velocidad que posee el jet caliente (lado derecho de los gráficos) respecto a su contraparte fría.

De esta figura se puede observar que a la altura $x/2e = 1.6$ el perfil plano de velocidad media axial que se obtiene en la boquilla de cada jet se ha perdido dando paso a uno mucho más parabólico. A medida que el flujo se aleja de la boquilla se puede apreciar una disminución de la velocidad del jet caliente mientras que se mantiene relativamente constante para el jet frío. Además se observa, tal como predice Tanaka ([14],[15]), que ambos jets se juntan formando un único jet ($x/2e > 5.0$), el cual impacta contra el suelo posteriormente.

Por su parte, la energía cinética turbulenta inicialmente presenta tres peaks bien marcados producidos en las capas de mezcla del flujo; en particular donde interactúan los jets con el medio circundante (dos peaks mayores) y entre los jets caliente y frío que forman la cortina (peak menor hasta $x/2e = 3.0$). Dado que el lado derecho posee una velocidad mayor, también se observa que este lado posee mayores magnitudes de energía cinética turbulenta que su contraparte fría, lo que se mantiene para todos los niveles observados. De esta figura se aprecia además que los máximos

obtenidos entre la cortina y las zonas adyacentes a ésta se mantienen desde el inicio hasta el nivel $x/2e = 6.0$, desde donde empiezan a bajar lentamente.

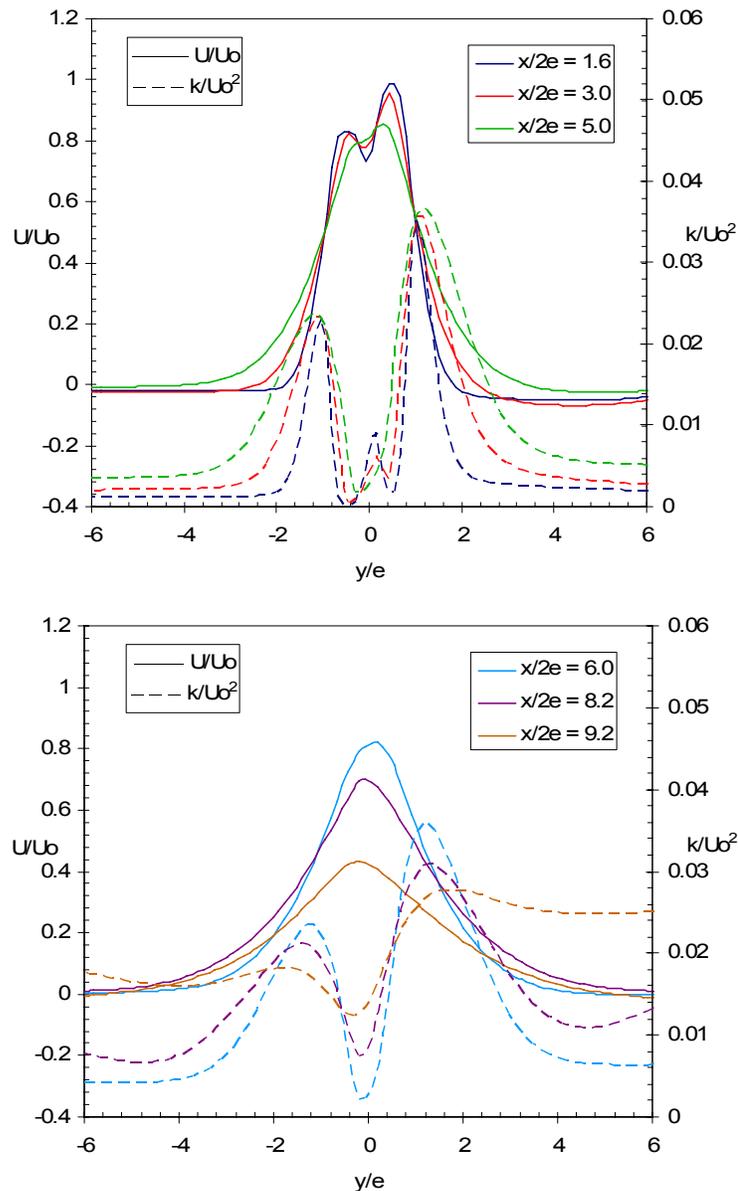


Figura 6-1: Distribución de velocidad media axial U/U_0 y energía cinética turbulenta k/U_0^2 para distintos niveles transversales. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.

En los niveles más próximos a las boquillas se observa que la energía cinética turbulenta presenta un máximo local en la zona central, producto por la interacción entre los dos jets, el cual va disminuyendo a medida que éstos se juntan y desapareciendo completamente para el nivel $x/2e = 6.0$. Por su parte, los mínimos observados en todos los niveles ocurren en la zona central de los jets, por lo que en un principio se observan dos mínimos los cuales se vuelven uno a medida que se juntan los jets. Estos mínimos se mantienen con valores cercanos a cero excepto en la zona del impacto, en donde se observa un aumento significativo de este valor. Este comportamiento en particular, en el cual se mantiene una franja de baja actividad turbulenta para el mayor rango posible de la altura implica que existirá un bajo transporte turbulento de masa y/o calor en esta zona, concibiendo de esta forma la confinación de la temperatura en el dispositivo.

El aumento de energía cinética turbulenta en la zona de impacto también se observa para las zonas adyacentes a la cortina. Este fenómeno se debe a que en la zona de impacto es donde preferentemente ocurre la transferencia de masa a través del flujo de la cortina [12]. Esto presumiblemente esté relacionado con la presencia de estructuras coherentes presentes en la zona de impacto, las cuales han podido ser observadas experimentalmente por Loubière et al. [18] en jets planos en impacto. Estas estructuras, en forma de rollos cuyo eje principal es a grosso modo perpendicular a la cortina, se caracterizan por una alta intensidad de vorticidad y un contenido energético observable. Sin embargo, debido que el modelo de turbulencia utilizado en este estudio obtiene los valores medios de las distintas variables y no los valores de las fluctuaciones directamente, no pudo ser simulado numéricamente ninguna estructura coherente de la turbulencia (vórtices), por lo que no puede realizarse ninguna afirmación segura al respecto.

En la figura 6-2 se presenta la curva de velocidad media axial para el eje de simetría de la cortina izquierda ($y/e = 0$), en conjunto con las curvas de velocidad en medio de los jets caliente y frío ($y/e = \pm 0.5333$) y la velocidad máxima observada para cada nivel transversal de esta cortina.

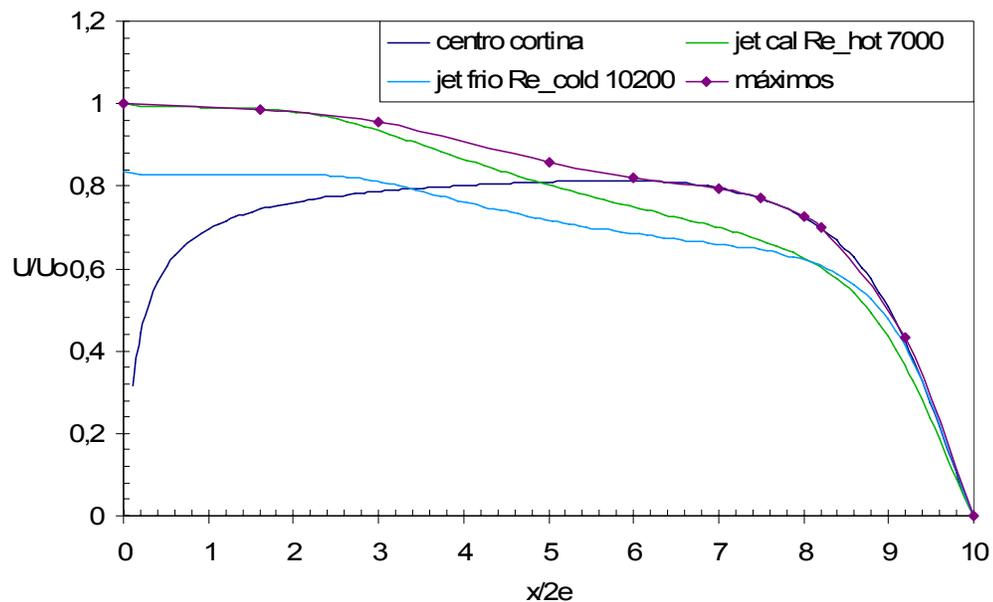


Figura 6-2: Velocidad media axial en eje central de la cortina, en ejes de los jets caliente y frío y máximos en cada nivel transversal analizado. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.

De esta figura se puede observar que el comportamiento de los jets que componen la cortina es más o menos similar, a pesar de las diferencias en la velocidad de cada uno. En un principio ambos jets mantienen la velocidad con la que fueron emitidos definiendo dos zonas potenciales. Para esta simulación la zona del cono potencial del jet caliente se extiende hasta $x/2e = 1.2$ ($x/H = 0.12$), mientras que el jet frío se extiende hasta $x/2e = 2.4$ ($x/H = 0.24$). Esta diferencia entre los largos de estas zonas está claramente influenciada por la interacción entre los jets ya que, al alejarse los flujos de la boquilla, estos se van juntando haciendo que disminuya rápidamente el flujo rápido mientras que se mantiene la velocidad del flujo lento. Si se realiza un símil entre cada jet de la cortina y un jet simple, las magnitudes del largo de cada zona potencial son relativamente corta (L_C entre $4e$ y $6e$). Esto indica que la interacción entre los jets efectivamente produce una disminución de la velocidad de los jets más significativa que la observada para el caso de un jet simple (con un largo de boquilla equivalente).

Luego, al acercarse el flujo hacia el suelo del túnel, se observa que ambas curvas decaen gradualmente hasta alcanzar un valor común cercano a $U/U_0 = 0.6$ (en $x/2e = 8.0$), desde donde disminuyen bruscamente producto del impacto contra el suelo. Por su parte, la curva en el eje de la cortina también presenta un comportamiento similar en la zona de impacto, desde $x/2e = 8.0$ en adelante, por lo que se puede decir que desde este punto la influencia del impacto se vuelve dominante en el flujo.

Si se observa el comportamiento en el centro o eje de simetría de la cortina, se puede apreciar que en un principio la velocidad U/U_0 aumenta rápidamente producto de la cercanía de ambos jets. Luego la velocidad sigue aumentando, pero de forma más lenta a medida que los jets se unen. Esto es corroborado por la disminución de la velocidad en los ejes de cada jet, pero aumentando en el centro de la cortina. Posteriormente, pasado el nivel $x/2e = 6.0$, la velocidad comienza a disminuir paulatinamente hasta que pasado el nivel $x/2e = 8.0$ disminuye rápidamente producto de la influencia de la superficie de impacto.

Si se sigue el comportamiento de los máximos obtenidos para diferentes niveles transversales se aprecia que inicialmente siguen al jet caliente para luego transformarse, entre $x/2e = 2.2$ y 6.0 , en la curva del eje de simetría de la cortina. En este rango la curva de los máximos no se parece a ninguna de las curvas analizadas, indicando que en esta zona los máximos se dan en zonas intermedias, revelando la unión de los flujos. Debido a que desde el nivel $x/2e = 6.0$ la curva de máximos se vuelve idéntica a la curva del eje de simetría de la cortina se puede considerar que desde este último nivel la cortina se comporta cinemáticamente como un jet simple en impacto.

En la figura 6-3 se observan las curvas del eje de simetría de la cortina izquierda y los máximos obtenidos a distintos niveles transversales comparados con el modelo de 5 zonas propuesto por Maurel ([13],[19]), considerando dos relaciones de H/e y una ecuación de ajuste propuesta de tal forma que represente los datos obtenidos en el rango en que el resto de las curvas no se parecen.

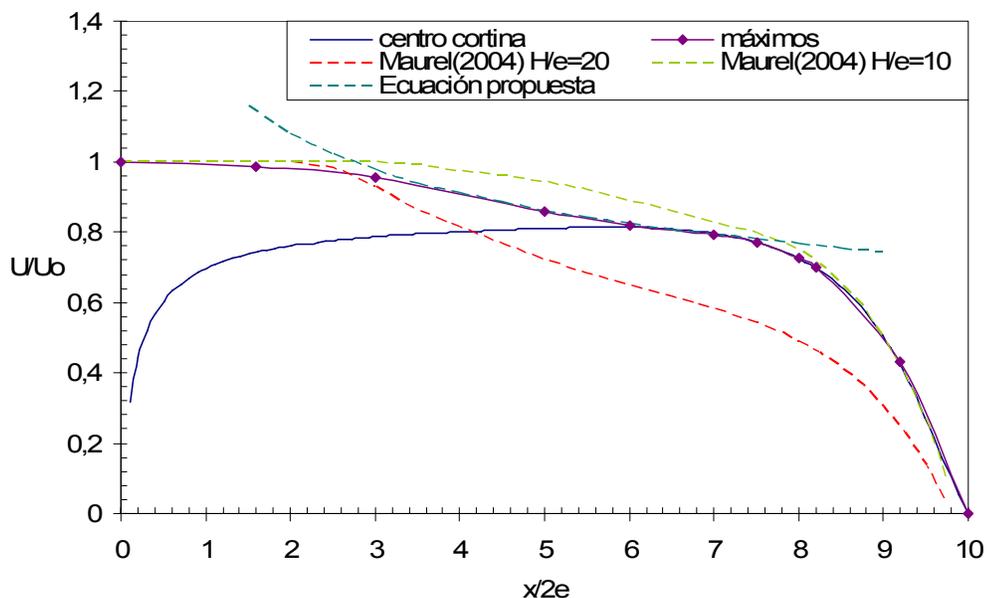


Figura 6-3: Velocidad axial en el eje central de la cortina y máximos observados en cada nivel transversal. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$. Comparación con curvas para jets simples en impacto.

El modelo de 5 zonas propuesto por Maurel fue obtenido experimentalmente para estimar la velocidad en el eje de simetría de un jet (plano) simple en impacto, cubriendo todas las zonas del jet desde que es emitido hasta su impacto contra el suelo. La ecuación obtenida por este autor corresponde a:

$$\frac{U_m}{U_0} = \left[\frac{\left(\frac{H}{e}\right)^n + \frac{A}{2.454} \left(\frac{x}{K_3 e}\right)^n}{\left(\frac{H}{e}\right)^n + \left(\frac{x}{K_3 e}\right)^n} \right] \left[1 + 2.454 \left(\frac{x}{K_2 e}\right)^n \left(1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{x}{K_1 e}\right)^n} \right) \left(\frac{x}{e}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(1 - \left(\frac{H}{e}\right)^{-n} \left(\frac{x}{K_4 e}\right)^n \right) \right] \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{x}{K_2 e}\right)^n} \right], \quad (6-1)$$

donde A sigue la ecuación empírica

$$A = 2.045 + 0.409 \left[1 - \exp \left(-0.0008 \left(\frac{H}{e} - 50 \right)^2 \right) \right] \quad (6-2)$$

Y las constantes utilizadas en su estudio corresponden a

$$\begin{aligned} K_1 &= 6.5 & K_3 &= 0.4 \\ K_2 &= 7.5 & K_4 &= 0.98 \end{aligned} \quad n = 10$$

Este modelo fue deducido considerando un rango de H/e entre 10 y 50, por lo que sirve para comparar el comportamiento de la cortina tipo doble jet-doble flujo en impacto con un jet simple también en impacto. En la figura 6-3 se muestra este modelo para las razones $H/e = 10$ y 20, en donde se aprecia que para la zona inicial (potencial) no difieren mucho los valores. Por su parte, los valores en la zona de transición (en el rango $3 < x/2e < 6$) son claramente diferentes, en donde el comportamiento de la cortina se sitúa en una etapa intermedia entre ambas curvas. En esta zona todavía no ha desaparecido completamente la influencia de los dos jets que conforman la cortina. Luego, en el rango entre $6 < x/2e < 8$, la curva de máximos y la curva del centro de la cortina se vuelven idénticos, pero se mantienen diferentes a las curvas del modelo de 5 zonas de Maurel, volviéndose cada vez más parecidos a la curva para la razón $H/e = 10$. Por último el comportamiento de la cortina se vuelve prácticamente idéntico al modelo con $H/e = 10$, indicando que no existen mayores diferencias en el impacto ($x/2e \geq 8.0$) entre la cortina considerada y un jet simple equivalente.

Para lograr suplir el rango en que ambas curvas no se parecen se consideró la siguiente ecuación, con lo que se reproduce la zona de transición de la cortina como:

$$\frac{U_{\max}}{U_0} = \left(\frac{H}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{C}{x^n}, \quad (6-3)$$

donde $H/e = 10$, $C = 1.431083506$ y $n = 0.248$. De la figura 6-3 se aprecia que esta curva reproduce bastante bien la curva obtenida para la cortina en el rango $3 < x/2e < 8$, representando la zona en que los dos jets se juntan formando un único jet. Con esta curva se logra cubrir el rango completo de H si se considera el modelo de Maurel con $H/e = 10$ para el resto del rango.

En la figura 6-4 se presenta la evolución de la energía cinética turbulenta en el eje de simetría de la cortina y en el centro de los jets caliente y frío. En esta figura se aprecia que el comportamiento entre las curvas para los centros de cada jet es muy parecida, mostrando el mismo comportamiento, pero con valores diferentes producto de sus distintas velocidades. Al comparar estas curvas con la del eje de simetría de la cortina se observa un comportamiento diferente para la mayoría del rango.

Inicialmente la curva en el eje de la cortina posee valores altos que empiezan a bajar cada vez más suavemente mientras estos se unen al alejarse de la boquilla, mostrando el efecto turbulento que existe en esta zona de interacción. Por su parte, las otras dos curvas presentan valores muy bajos y casi constantes coincidiendo con las zonas de los conos potenciales, para luego aumentar progresivamente en la medida que los jets se van uniendo. Esto también se refleja en bajos valores de energía cinética turbulenta en el eje central de la cortina, indicando que existe una baja actividad turbulenta (y transporte turbulento) en esta zona del eje central, llegando a un mínimo cercano a 0.005 para una altura de $x/2e = 5.7$. Desde este punto, a medida que la velocidad disminuye se tiene un aumento progresivo de la energía turbulenta producto de la influencia del impacto, llegando a un máximo de 4% cerca del suelo. Este máximo se presenta igualmente para las otras dos curvas, indicando que en esta zona la actividad turbulenta es masiva e idéntica para las tres posiciones (respecto a y/e). Por último, las tres curvas decaen de forma idéntica para la zona adyacente al impacto, en donde la velocidad axial se vuelve prácticamente cero.

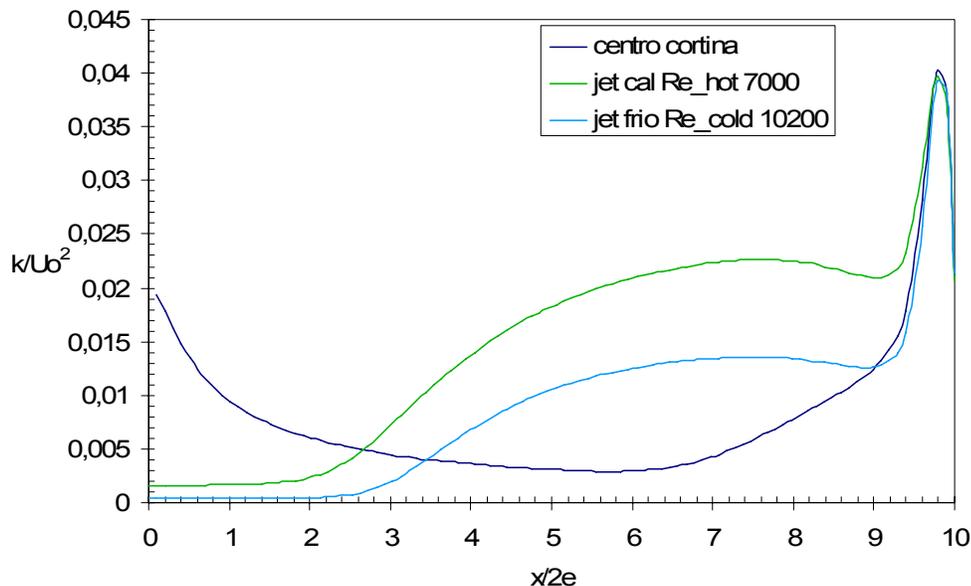


Figura 6-4: Energía cinética turbulenta en eje central de la cortina y en ejes de los jets caliente y frío. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.

En la figura 6-5 se presenta la evolución para las Intensidades de Turbulencia axial I_u y transversal I_v de la cortina, en donde se observa que el comportamiento de la componente axial muestra las mismas características antes descritas para la energía cinética turbulenta, en donde se aprecia una alta actividad turbulenta concentrada en las capas de mezcla y en la zona de impacto.

Si se comparan las dos componentes de Intensidad de Turbulencia para un mismo corte longitudinal se observa que las curvas para la intensidad axial son superiores en magnitud para todo el rango de la cortina. Esta diferencia es especialmente significativa para la zona de impacto, en donde se obtiene un máximo del 23% para esta componente, lo cual es consistente a las mediciones experimentales realizadas por Maurel [13], el cual obtuvo una intensidad axial del 24% para un jets plano (simple) en impacto con la razón de altura utilizada ($H/e = 10$).

Es importante recordar que en la zona de impacto, desde el nivel $x/2e = 8.0$, la componente de velocidad axial disminuye bruscamente y cambia de dirección, traspasando su velocidad a los jets

de pared que se forman luego del impacto. Esto se ve reflejado en un progresivo aumento de Intensidad de Turbulencia axial en el centro de la cortina mientras que se tiene un leve aumento para la componente transversal de la intensidad para la misma posición. Luego se observa que entre los niveles $x/2e = 9.0$ y 9.8 se tiene un importante aumento de ambas intensidades, indicando el punto de mayor actividad y transporte turbulento de la cortina. En este rango además se tiene que esta actividad es masiva influyendo de igual forma en los tres niveles longitudinales estudiados. Es en este rango en donde se produce la generación de los jets de pared, generando el cambio observado en el comportamiento de las curvas. Posteriormente se tiene que la componente axial de la turbulencia empieza a disminuir rápidamente producto de que la velocidad en este eje se vuelve nula, mientras que para el caso de la componente transversal se tiene un continuo aumento hasta alcanzar el suelo del túnel.

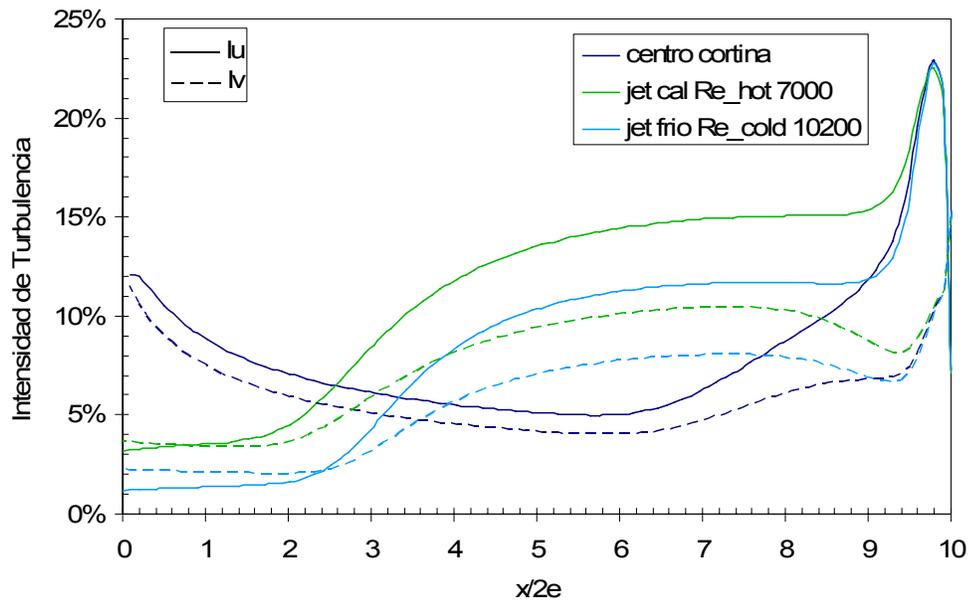


Figura 6-5: Intensidad de Turbulencia axial I_u y transversal I_v en el eje central de la cortina y en ejes de los jets caliente y frío. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.

En la figura 6-6 se presentan los perfiles a distintos niveles de las Intensidades de Turbulencia axial y transversal para la cortina izquierda. De esta figura se observa que las zonas de mayor intensidad se producen para las capas de mezcla, alcanzando un máximo del 19% para la Intensidad de Turbulencia axial y de un 14% para la componente transversal, ambas para el lado derecho (caliente) de la cortina. Este máximo de 19% es levemente menor al obtenido en el centro de la cortina para el impacto (figura anterior) en donde se obtuvo un máximo de 23%.

Si se comparan las componentes para cada nivel se observa que en la zona de la cortina la componente axial posee magnitudes mayores, debido principalmente a la mayor magnitud en la velocidad axial, sin embargo, para la zona adyacente a la cortina existe un predominio de la componente transversal, la cual aumenta a medida que el flujo se acerca al suelo. Este comportamiento indica la influencia del flujo que es arrastrado por la cortina para los niveles superiores, produciendo que éste “entre” a la cortina, aumentando su caudal, mientras que para la parte inferior se observa la influencia generada por los jets de pared formados.

Al observar la zona central de la cortina para los niveles superiores (más cercanos a la boquilla) se puede apreciar que para las dos componentes de la intensidad se tiene un máximo local, el que

refleja la interacción entre los dos jets de la cortina. A medida que el flujo se aleja de la boquilla se observa que este máximo irá disminuyendo a medida que los jets se unen hasta desaparecer completamente para el nivel $y/2e = 6.0$.

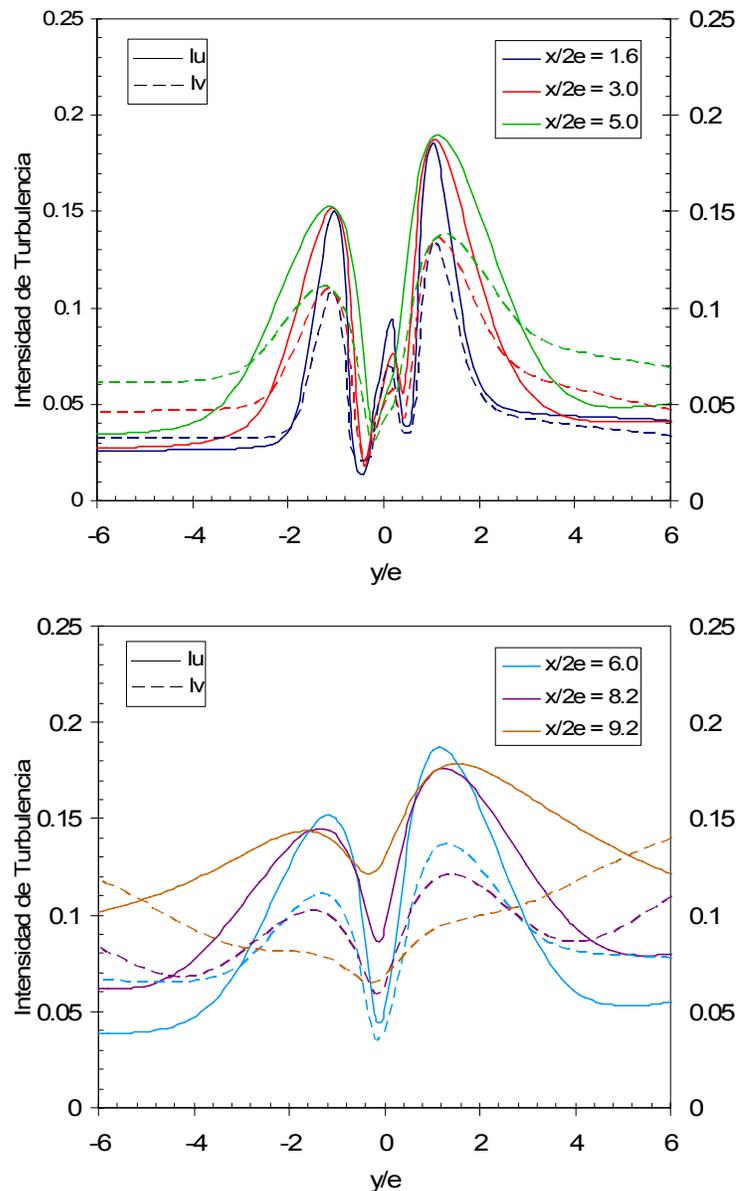


Figura 6-6: Distribución de Intensidad de Turbulencia axial I_u y transversal I_v para distintos niveles transversales. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.

En la figura 6-7 se presenta la evolución de los esfuerzos de Reynolds del doble jet-doble flujo, en donde se puede observar que éstos se producen principalmente en las capas de mezcla. En estos sectores existe una mayor amplitud de las componentes fluctuantes de la velocidad, indicando la presencia de remolinos y transporte turbulento en el flujo, características principales de la turbulencia.

Es importante destacar que estadísticamente los esfuerzos de Reynolds representan la covarianza de la velocidad para un punto y tiempo en el espacio, por lo que indica si las componentes de la velocidad consideradas están relacionadas entre sí o no, mostrando su tendencia. En este sentido,

si se obtiene una covarianza positiva se tendrá que la variación de la velocidad para las dos componentes será en el mismo sentido, en donde valores mayores indicarán una mayor relación. De igual forma, si la covarianza es negativa entonces la variación entre las velocidades será en sentido contrario. Si la covarianza entre dos componentes de la velocidad es cero a estas velocidades se les llama descorrelacionadas, indicando que no existe una relación lineal entre ellas.

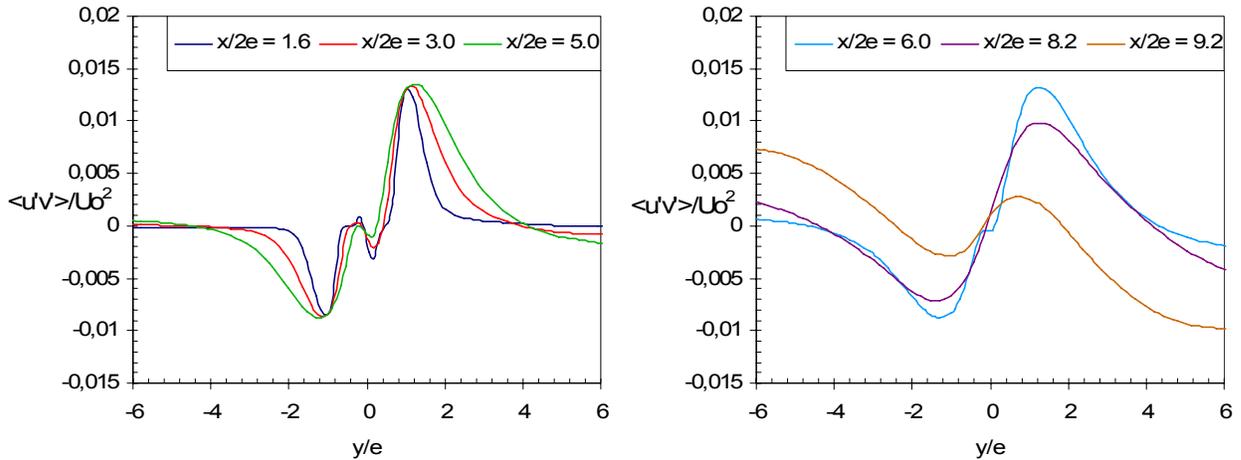


Figura 6-7: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ para distintos niveles transversales. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.

Por su parte, físicamente se tiene que los esfuerzos de Reynolds representan el esfuerzo sobre el flujo medio, el cual es análogo al producido por la viscosidad. En particular, las regiones con altos valores del esfuerzo de Reynolds indican las zonas donde la energía cinética turbulenta es creada a costa de una desaceleración del flujo medio. Por lo tanto este parámetro permite tener una descripción bastante útil de la estructura turbulenta del flujo.

Como se observa de la figura anterior, los esfuerzos del lado caliente (derecha de los gráficos) poseen una magnitud mayor que los observados para el lado frío, mostrando máximos (en magnitud) que se mantienen constantes hasta el nivel $x/2e = 6.0$. Estos máximos corresponden a 0.013 y (-)0.009 respectivamente. Pasado este nivel se observa que los esfuerzos empiezan a disminuir producto de la influencia de la zona de impacto, llegando a cambiar de signo en las zonas adyacentes a la cortina debido a la presencia de los jets de pared que se forman al nivel del suelo. También se observa que para los primeros niveles existe una influencia no muy significativa producto de la interacción de los dos jets, sin embargo, esta influencia tiende a desaparecer mientras los jets se juntan al igual que en los parámetros analizados anteriormente.

6.3 Distribución de la temperatura y términos fluctuantes asociados al doble jet-doble flujo

En la figura 6-8 se observa la evolución de la temperatura para distintos niveles transversales de la cortina izquierda, la cual se encuentra más cercana a la fuente de calor. La temperatura se ha normalizado por la temperatura que posee el jet caliente de la cortina, T_0 , de forma análoga a la velocidad U_0 en los gráficos anteriores. De esta figura se observa que la diferencia de temperatura

entre las zonas exterior (protegida) y confinada se produce efectivamente en el eje de simetría de la cortina, sin presentar grandes variaciones para todo el rango de ésta.

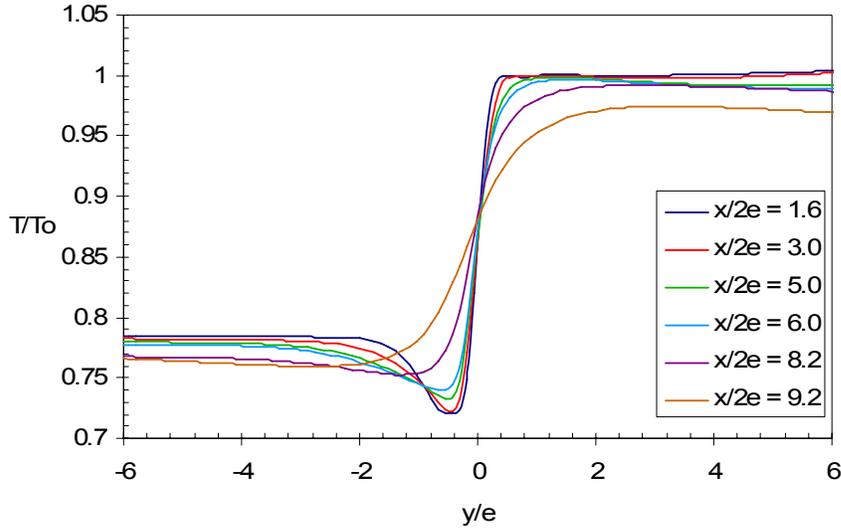


Figura 6-8: Distribución de temperatura T/T_0 para distintos niveles transversales, $T_0=420.3\text{K}$. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.

Un aspecto interesante que puede ser observado en esta figura es que la temperatura para el jet caliente corresponde a la temperatura medida para la zona confinada, presentando una curva bastante plana para el lado confinado (derecha) del gráfico. Este comportamiento no es observado para el lado exterior o frío del gráfico (izquierdo), en donde el jet es expulsado con aire más frío que el que se encuentra adyacente a la cortina, lo que genera el mínimo local observado para los niveles transversales superiores. Esta diferencia se debe principalmente a que el jet frío proporciona aire desde el ambiente exterior y no es recirculado como para el caso confinado.

Se observa que de esta simulación se tiene una razón de temperatura T/T_0 de 0.78 aproximadamente para la zona exterior, alcanzando una temperatura de 55°C para la zona protegida, mientras que una temperatura de 144°C para la zona confinada. Es importante recordar que esta diferencia de temperatura de 89° se está produciendo en una distancia muy angosta en el centro de la cortina, del orden de e .

Para determinar la influencia de la turbulencia en la distribución de la temperatura es interesante observar los correlaciones $\langle u'T' \rangle$ y $\langle v'T' \rangle$ asociados al eje de simetría de la cortina. Debido a que el software FLUENT no proporciona de manera directa estos términos, se realizó una aproximación para relacionar estos valores con la variación de la temperatura media. Las ecuaciones utilizadas para el cálculo de estos términos fueron:

$$\overline{u'T'} = -\frac{\kappa_{eff}}{\rho C_p} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \quad (6-4)$$

$$\overline{v'T'} = -\frac{\kappa_{eff}}{\rho C_p} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \quad (6-5)$$

Para adimensionalizar estos términos se utilizaron la velocidad máxima del jet caliente U_0 y una diferencia de temperatura ΔT dada por la diferencia de temperatura entre las dos zonas

adyacentes a la cortina, es decir, $\Delta T = 89.376$ para la cortina izquierda, próxima a la fuente de calor y $\Delta T = 42.889$ para la cortina derecha.

En el gráfico de la figura 6-9 se presentan las dos correlaciones para el eje de simetría de la cortina izquierda, en donde se aprecia que el término $\langle v'T' \rangle$ es mucho más importante que el término $\langle u'T' \rangle$, el cual se mantiene en cero para prácticamente todo el rango en estudio y solo sube levemente en la zona de la boquilla y en la zona del impacto. Por su parte, el término $\langle v'T' \rangle$ posee un comportamiento más variado en donde inicialmente se observa un valor elevado que va disminuyendo a medida que el flujo se aleja de la boquilla. En esta zona debieran existir vórtices del tipo Kelvin-Helmholtz, por lo que se cree que éstos tienen una directa relación con los valores elevados observados y su disminución a medida que estos vórtices desaparecen mientras los jets de la cortina se juntan. Luego esta curva muestra un mínimo local dado por 0.007 cercano al nivel $x/2e = 5.0$, para luego aumentar rápidamente a medida que el flujo disminuye su velocidad, llegando a un máximo de 0.018 para $x/2e = 8.0$; por último este parámetro disminuye de forma cada vez más abrupta hasta que alcanza la superficie de impacto, mostrando el efecto que produce la disminución de la velocidad dada por la proximidad con la superficie de impacto. De esta figura se puede observar que la influencia en la zona previa al impacto es más importante que la observada en la zona inicial, indicando que el transporte turbulento de calor se produce principalmente en esta zona. Tanto Beaubert [12] numéricamente como Loubière [18] experimentalmente determinaron que este máximo observado está directamente relacionado con la presencia de vórtices coherentes del tipo Taylor-Görtler, los cuales corresponde a estructuras rotacionales elongadas cuyo eje central se encuentra perpendicular a la cortina.

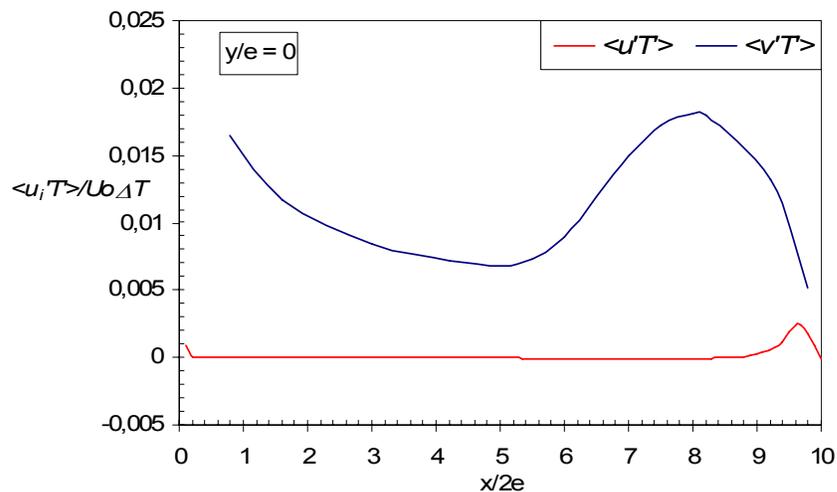


Figura 6-9: Distribución de las correlaciones $\langle u'T' \rangle / U_0 \Delta T$ y $\langle v'T' \rangle / U_0 \Delta T$ para el eje central de la cortina izquierda. Cortina con $Re_{hor}=7000$ y $Re_{col}=10200$; caso térmico.

En el gráfico de la figura 6-10 se aprecian las curvas de $\langle v'T' \rangle$ para las dos cortinas presentes en el dispositivo. De esta figura se puede apreciar que ambas curvas poseen un comportamiento muy similar, sin embargo la curva para la cortina derecha, más alejada de la fuente, posee valores menores dados principalmente por los flujos con menor temperatura que interactúan en esta cortina. De todas formas se observa que el mínimo local producido para el nivel $x/2e = 5.0$ posee prácticamente el mismo valor, mientras que el máximo global se produce más cerca de la superficie de impacto, a $x/2e = 8.6$, con un valor de 0.014 aproximadamente. También se observa que ambas curvas decaen de igual forma para los niveles más cercanos al suelo, independientemente de las diferencias de temperatura y velocidad que existen en cada cortina.

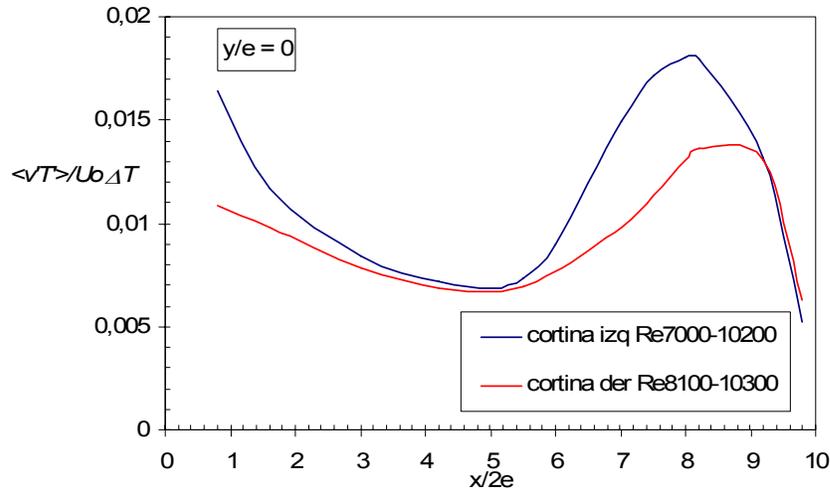


Figura 6-10: Distribución de la correlación $\langle v'T' \rangle / U_0 \Delta T$ para el eje central de las dos cortinas del dispositivo; caso térmico.

En la figura 6-11 se presenta la evolución del término $\langle v'T' \rangle$ para cuatro niveles transversales de la cortina izquierda, en donde se observa que los mayores valores se producen para la zona central de la cortina. Se puede apreciar que para los niveles superiores la diferencia de temperatura de los flujos, en conjunto con la interacción entre estos, produce valores de este término fluctuante varias veces mayores a los obtenidos para las capas de mezcla entre los jets y el medio circundante. Estos últimos se ven reflejados como pequeños máximos locales (en magnitud) apreciables solo en los niveles superiores. Este comportamiento indica que en la zona central de la cortina es donde se produce el mayor transporte turbulento de calor, dado que es en esta zona donde se produce el contacto directo entre los dos jets de la cortina.

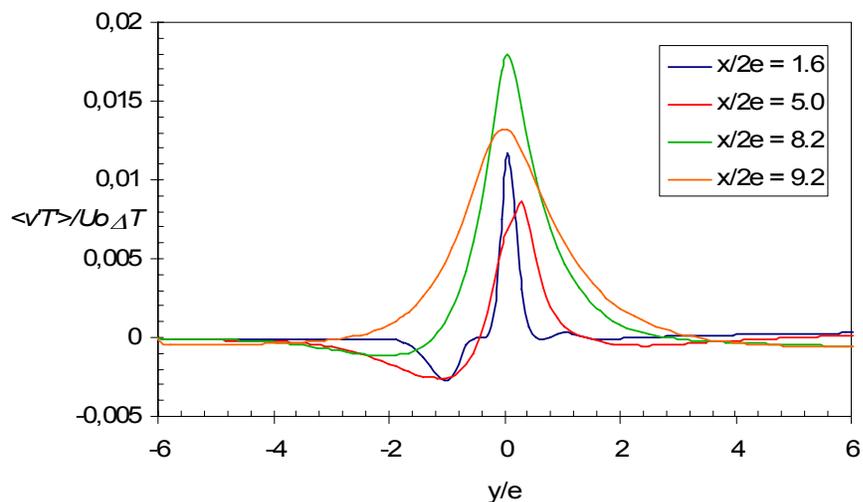


Figura 6-11: Distribución de la correlación $\langle v'T' \rangle / U_0 \Delta T$ para distintos niveles transversales de la cortina izquierda. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.

Tal como se aprecia para la evolución en el eje de simetría, a medida que el flujo se aleja de la boquilla, la magnitud de $\langle v'T' \rangle$ disminuye y luego vuelve a aumentar, obteniéndose valores mayores a las observadas para el nivel cercano a la boquilla. Es importante destacar que los

valores obtenidos para estos niveles son comparables a los esfuerzos de Reynolds, indicando que estos términos fluctuantes son igualmente importantes para el transporte turbulento en la cortina.

6.4 Semiancho y autosimilitud en el flujo

Una práctica común en los estudios que involucran jets es determinar el semiancho del flujo, el cual indica el nivel de expansión que posee y ver si cumple con las características de autosimilitud, es decir, si el flujo se alcanza a desarrollar completamente o no. Esto también se ha extrapolado para la aplicación de doble jets (con igual flujo), tal como lo ha realizado Tanaka ([14],[15]) y Gupta [1] entre otros. En sus respectivos trabajos se consideró al semiancho de la cortina como la mitad de la distancia entre los puntos en que es obtenida una velocidad $U/U_{max} = 0.5$ para un nivel transversal dado, cubriendo completamente la distancia axial de la cortina. Sin embargo, esta definición no tiene mucho sentido en el presente trabajo ya que, debido a que los jets poseen velocidades y propiedades diferentes, existe una asimetría que se observa principalmente para los niveles superiores de todos los parámetros analizados. Esto implica que para cada nivel transversal se tendrán dos semianchos, uno para cada lado de la cortina, en donde se tendrán distintas propiedades y temperaturas. Por lo que si se considera para el caso analizado la forma para determinar el semiancho utilizada por los autores antes mencionados se tendría un promedio de los valores de cada lado, lo cual no tiene mucho sentido físico.

Como se ha mostrado en la sección anterior, se puede considerar que para el nivel $x/2e = 6.0$ los dos jets que componen la cortina se han unido formando un único jet, por lo que tiene sentido buscar el semiancho en este sector de la cortina.

En la figura 6-12 se observan los valores del semiancho obtenidos para cada lado de la cortina izquierda para el rango $x/2e = 6.0$ a 9.2. Además se incluyó una regresión lineal de los datos y una curva obtenida de la experimentación de Gupta (2005) para un jet simple, libre (no en impacto) y desarrollado, con número de Reynolds de 7000. La ecuación obtenida por Gupta corresponde a:

$$\frac{b_u}{e} = 0.114 \left(\frac{x}{e} + 0.36 \right). \quad (6-6)$$

Este autor también indicó que al aumentar el número de Reynolds se producirá una disminución de la expansión de la cortina, disminuyen su pendiente, lo cual es consistente con los datos obtenidos debido a que los números de Reynolds del jet caliente y frío de la cortina izquierda corresponden a 7000 y 10200 respectivamente.

Cabe destacar que el dato de $x/2e = 6.0$ para el lado frío no fue considerado en la regresión lineal debido a que claramente no sigue el patrón requerido. Esto es producto de que a este nivel todavía se tiene una leve asimetría producto de que el jet caliente posee mayor velocidad que el jet frío, lo que a su vez produce que el punto de mayor velocidad de la curva se produzca descentrado hacia la derecha de la cortina. Esto puede ser constatado en la figura 6-1.

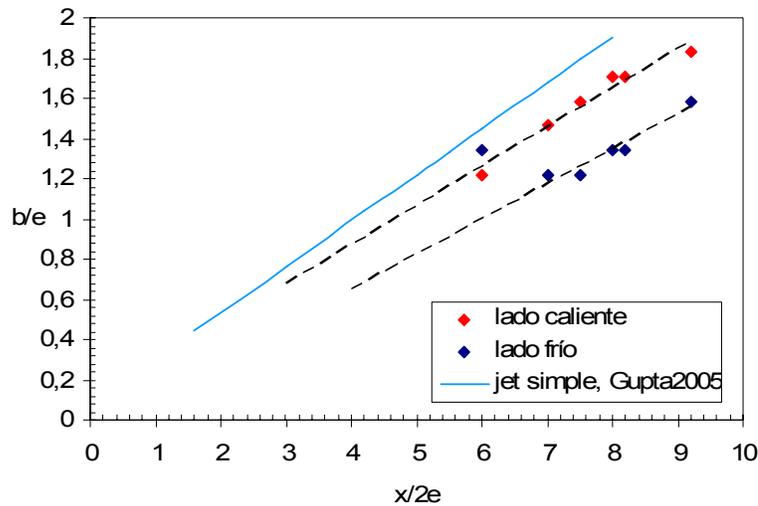


Figura 6-12: Semianchos de la cortina izquierda b/e . Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$; caso térmico.

Las regresiones obtenidas para esta cortina corresponden a:

$$\frac{b_{caliente}}{e} = 0.1952 \left(\frac{x}{e} + 0.468 \right) \quad (6-7)$$

$$\frac{b_{frío}}{e} = 0.1743 \left(\frac{x}{e} - 0.2857 \right) \quad (6-8)$$

Una vez determinado el semiancho para cada nivel se puede realizar una adimensionalización diferente a la realizada en la primera parte de este capítulo, con lo que se puede buscar si alcanza o no a formarse una zona desarrollada en el flujo de la cortina. Esta adimensionalización se realiza al dividir por la velocidad máxima obtenida en cada nivel, $U_m(x)$, según sea el caso. En la figura 6-13 se presenta la velocidad media U/U_m para el rango considerado. Para realizar esta comparación se centraron las curvas para que coincidiera el punto máximo de cada nivel con el origen del gráfico. Además se incluyó la solución analítica para la zona desarrollada de un jet simple al considerar la viscosidad turbulenta como constante. Esta ecuación corresponde a:

$$\frac{U}{U_m} = \text{sech}^2(\alpha \xi)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \ln \left[\left(1 + \sqrt{2} \right)^2 \right] \approx 0.88137 \quad (6-9)$$

$$\xi = \frac{y}{b(x)}$$

Esta ecuación había sido mostrada anteriormente en la sección de autosimilitud del capítulo 2 y cuyo desarrollo se encuentra en Pope [5].

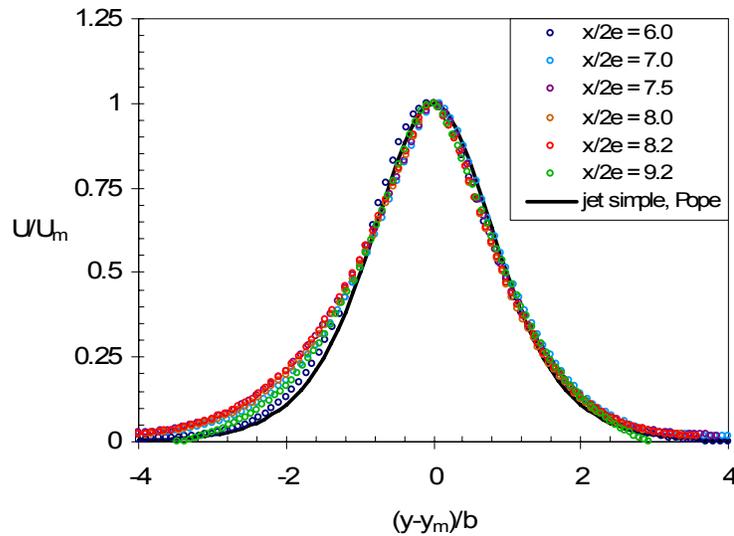


Figura 6-13: Distribución transversal de la velocidad media axial U/U_m ; línea indica solución utilizando hipótesis de viscosidad turbulenta uniforme. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$.

De esta figura se observa que para el lado derecho de las curvas, es decir para el lado confinado, se obtiene un comportamiento más auto-similar entre los distintos niveles que para el lado izquierdo, en donde existe un mayor grado de dispersión de los datos, sin perder la coherencia representativa del flujo desarrollado. Al comparar estos datos con las curvas analítica se puede ver que el lado derecho coincide bastante bien para todo el rango de y , mientras que para el lado izquierdo solo en la parte central de la cortina ($(y-y_m)/b > -1$) se puede considerar que son relativamente parecidos.⁵

Si se realiza la misma adimensionalización para la energía cinética turbulenta se obtiene la figura 6-14, en donde se observa que la curva del nivel $x/2e = 9.2$ presenta una pérdida de la autosimilitud, indicando la significativa influencia que produce el impacto en este parámetro y no en la velocidad. Esta influencia también se alcanza a percibir para el nivel $x/2e = 8.2$, pero en bastante menor medida.

De esta figura también se aprecia que para la zona central izquierda del nivel $x/2e = 6.0$ se tiene una leve diferencia producto de los mismos efectos mencionados para el semiancho en este nivel (asimetría del flujo).

⁵ $y_m = y_m(x)$ representa un valor que permite centrar las curvas para cada nivel transversal analizado, haciendo que el máximo de la curva se produzca en el origen.

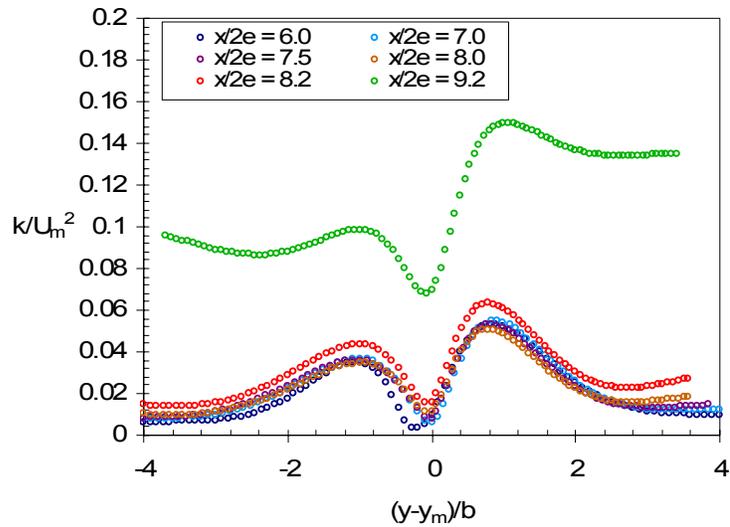


Figura 6-14: Distribución transversal de energía cinética turbulenta k/U_m^2 . Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$.

Una característica observada en los flujos desarrollados es que los esfuerzos de Reynolds son autosimilares en esta zona. En la figura 6-15, figura 6-16 y figura 6-17 se presentan las autocorrelaciones axial $\langle u'^2 \rangle / U_m^2$, transversal $\langle v'^2 \rangle / U_m^2$ y la correlación $\langle u'v' \rangle / U_m^2$, en donde se aprecia que nuevamente el nivel $x/2e = 9.2$ no sigue el comportamiento descrito por los otros niveles. Se observa principalmente que para el esfuerzo axial y para el transversal el impacto intensifica estos parámetros, indicando una mayor influencia de los procesos de transporte turbulento. Por su parte el esfuerzo $\langle u'v' \rangle / U_m^2$, que correlaciona las variaciones axiales con las transversales, presenta una zona central muy similar para el nivel cerca del impacto, pero a medida que se aleja de su eje de simetría se diferencia notablemente del resto de los niveles. Esta diferencia observada se debe a la presencia de los jets de pared, los cuales no son observados para los otros niveles. Otra característica que se observa en estos gráficos, al igual que para la energía cinética turbulenta, es la diferencia en la zona central izquierda del nivel $x/2e = 6.0$, en donde se obtienen valores levemente menores para los tres parámetros estudiados.

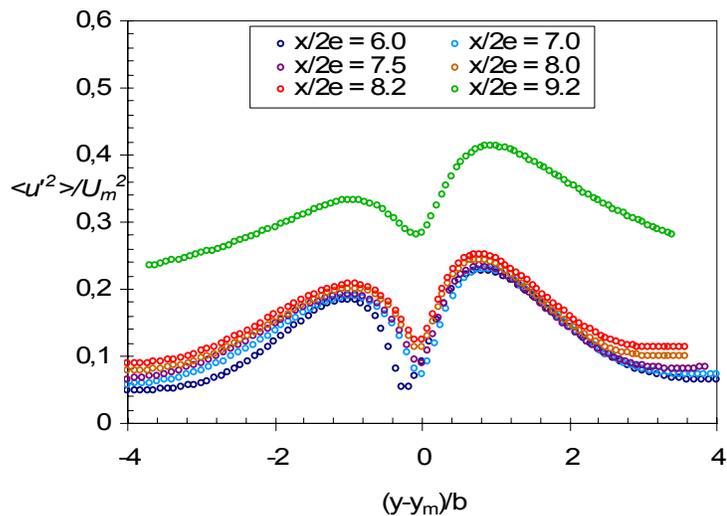


Figura 6-15: Distribución transversal de esfuerzos de Reynolds $\langle u'^2 \rangle / U_m^2$. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$.

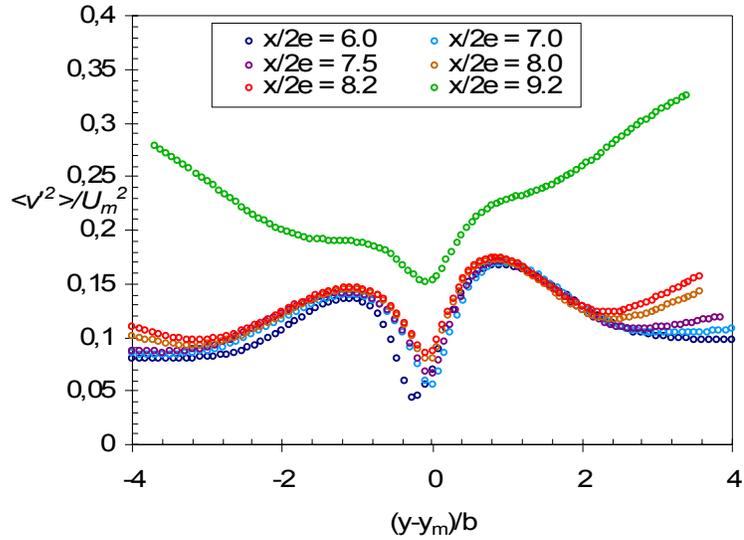


Figura 6-16: Distribución transversal de esfuerzos de Reynolds $\langle v'^2 \rangle / U_m^2$. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$.

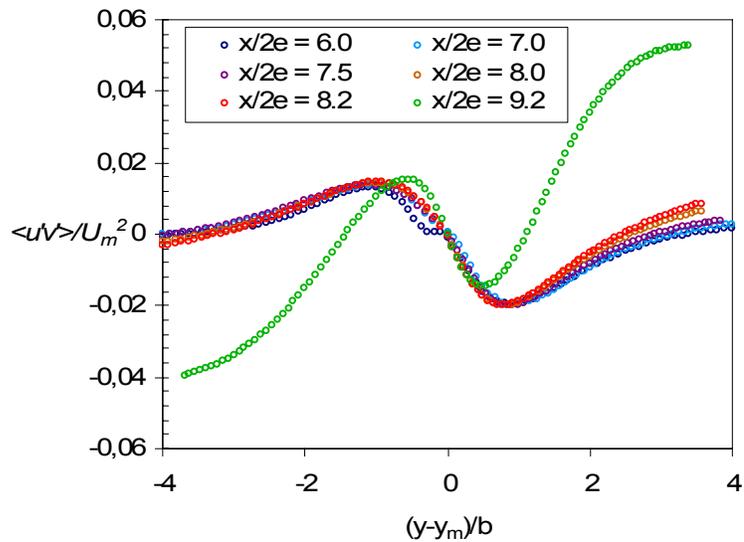


Figura 6-17: Distribución transversal de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_m^2$. Cortina con $Re_{hot}=7000$ y $Re_{cold}=10200$.

6.5 Conclusiones del capítulo

Debido a la diferencia de velocidad y temperatura que es impuesta (indirectamente) a los flujos que componen la cortina se presenta una clara asimetría de los distintos parámetros analizados, lo cual se observa claramente para la mitad superior de la velocidad media axial o para todos los niveles de los distintos parámetros relacionados con la turbulencia. Debido a que el jet caliente posee una mayor velocidad y temperatura se obtiene que el lado confinado (derecha) de la cortina presenta mayores valores que su contraparte fría, lo que se traduce en un mayor efecto de la turbulencia y en más transporte de calor por este medio. Este efecto se ve reflejado en que los

máximos obtenidos para k/U_0^2 , I_u , I_v y $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ del jet caliente so superiores en 52.2%, 26.7%, 33.3% y 44.4% respecto del jet frío para cada caso.

Para el caso analizado en este capítulo se pudo distinguir que el comportamiento de la cortina se puede subdividir en cuatro zonas diferentes:

- Zona potencial: Debido a la cercanía de los flujos ambos jets interactúan desde que son emitidos, formando dos zonas de cono potencial, uno corto para el jet caliente hasta $x/2e = 1.2$ y uno largo hasta $x/2e = 2.4$ para el jet frío.
- Zona de transición: En esta etapa los jets se unen formando un único jet, lo que produce un aumento de la velocidad en el eje de simetría. Esta etapa se ubica a continuación de la zona potencial y dura hasta el nivel $x/2e = 6.0$ aproximadamente.
- Zona desarrollada: En esta etapa se observa autosimilitud en el flujo, tanto para la velocidad media axial, como para la energía cinética turbulenta y los esfuerzos de Reynolds. En esta etapa se observa que el eje de simetría presenta una disminución de la velocidad además de observarse un aumento lineal para los semianchos de la cortina. Debido que para los niveles más cercanos al impacto no se observó en todos los parámetros el comportamiento de autosimilitud, esta zona se extiende únicamente hasta $x/2e = 8.0$ aproximadamente.
- Zona de impacto: Ocurre a continuación de la zona desarrollada y se caracteriza por una disminución prácticamente lineal de la velocidad producto del impacto del flujo con la superficie. Además esta zona se caracteriza por poseer altos valores para todos los parámetros turbulentos analizados, principalmente para la Intensidad de Turbulencia axial. Esta zona cubre el rango desde $x/2e = 8.0$ hasta 10 (la superficie de impacto).

A través del análisis de las correlaciones se pudo apreciar que, tanto para la velocidad como para la temperatura, existe una gran actividad turbulenta en las capas de mezcla definida por los bordes de los jets y el medio semiestancado y en la zona de interacción entre los dos jets de la cortina, la cual desaparece a medida que se unen estos jets. Estas zonas se mantienen claramente definidas para todo el rango a excepción de la zona del impacto, en donde se produce un aumento significativo de la cantidad de actividad turbulenta, presentando valores más importantes para todas las variables analizadas. Una característica importante que debe ser mencionada es que los términos fluctuantes relacionados con la temperatura son de igual importancia que los esfuerzos de Reynolds medidos en el flujo.

Por medio de esta simulación se logró estimar que la diferencia de temperatura que produce la cortina más cercana a la fuente de calor está cerca de los 89°, logrando mantener una temperatura de tan solo 55°C para la zona protegida (exterior), mientras que en la zona confinada se obtuvieron temperaturas del orden de 144°C. Estas diferencias de temperatura permiten la aplicación de forma satisfactoria del dispositivo de confinación estudiado.

7 Efecto de la Temperatura en el Dispositivo de Confinamiento

El siguiente capítulo da cuenta del efecto que produce el campo de temperatura en el dispositivo de confinamiento celular. Para realizar esta comparación se realizaron dos simulaciones, en donde para el primer caso se tomó como base los resultados obtenidos por Fernández [3] y se seleccionó una de las configuraciones utilizadas en su estudio para ser simulada. Esta simulación, que llamaremos caso térmico, corresponde a los datos mostrados en el capítulo anterior. Luego, se realizó la misma simulación, pero deshabilitando el cálculo de la ecuación de energía, lo que se traduce en que el campo de temperatura deja de tener efecto sobre la simulación. Este tipo de simulación es denominada isotérmica ya que las propiedades del o los flujos son asignados como constantes, las cuales se evalúan a una temperatura determinada.

Al realizar esta comparación, considerando estos casos recién mencionados, se puede observar directamente el efecto real que genera la temperatura en el dispositivo, observando las variaciones que produce tanto en las propiedades del aire así como en la dinámica de los flujos. Esto a su vez produce variaciones en el desempeño del dispositivo, afectando las propiedades de confinación de éste. Por último, esta prueba permite observar si la temperatura juega el rol de escalar activo como se cree, lo que estaría dado por marcadas diferencias entre ambas simulaciones.

7.1 Descripción caso isotérmico

La geometría simulada en este caso corresponde al dispositivo completo en su forma bidimensional, la cual es la misma a la utilizada en la simulación mostrada en el capítulo anterior. Esta geometría considera dos cortinas de aire del tipo doble jet-doble flujo, con sus respectivos circuitos de circulación y ventiladores que impulsan el aire de cada jet. Las diferencias de presión en los ventiladores que impulsan los flujos de los jets se mantienen, al igual que en la simulación térmica, en 280Pa para los jets interiores y de 260Pa para los jets exteriores.

Como fue mencionado, en este caso se deshabilita del modelo la ecuación de energía, por lo que la simulación deja de ser dependiente de la temperatura. Esto se traduce en que para este caso no existe una fuente caliente que genere un campo de temperatura, por lo que el modelo radiativo se vuelve redundante y no es utilizado. A su vez, las propiedades del flujo se vuelven constantes para toda la simulación, manteniendo una densidad de 1.225kg/m^3 y una viscosidad de $1.7894\text{e-}5\text{kg/ms}$, los cuales son valores del aire a una temperatura de 15°C (288.15K). Es importante notar que el resto de las propiedades del fluido dejan de tener relevancia en el problema para este caso particular.

7.2 Efectos en las boquillas de las cortinas

Los valores característicos obtenidos en las boquillas de cada jet para los dos casos analizados se resumen en la siguiente tabla:

Caso	Cortina	Δp [Pa]	T_J [K]	U_J [m/s]	Re_J
Térmico	Izq. (cerca de la fuente)	280	420.303	26.1621	6961.439
		260	303.022	21.8076	10242.292
	Der.	280	372.091	24.6407	8083.519
		260	301.532	21.7867	10322.017
Isotérmico	Izq.	280	288.150	21.8370	11211.995
		260	288.150	21.3431	10958.407
	Der.	280	288.150	21.8402	11213.637
		260	288.150	21.3438	10958.766

Tabla 7-1: Valores en la boquilla de las cortinas, casos térmico e isotérmico.

Es importante hacer notar que para el aire al aumentar su temperatura su densidad tenderá a disminuir mientras que sus viscosidades dinámica y cinemática tenderán a aumentar, produciendo de esta forma que el valor del número de Reynolds para una velocidad fija sufra una disminución a medida que aumenta la temperatura. Este efecto puede ser observado de los datos mostrados en la tabla anterior, a pesar de que la velocidad de los flujos no se mantuvo constante, sino que aumentó a medida que subió la temperatura. Este aumento de la velocidad con la temperatura puede ser explicado de manera energética, ya que se debe cumplir la siguiente relación:

$$\frac{1}{2} \rho V^2 = \Delta p . \quad (7-1)$$

Dado que se mantiene constante la diferencia de presión impuesta a los ventiladores y que la densidad disminuye al aumentar la temperatura se tendrá necesariamente que la velocidad del flujo debe aumentar para mantener esta relación.

Cabe destacar que la velocidad de ambas cortinas para el caso isotérmico fue prácticamente la misma, alcanzando una velocidad de 21.6m/s aproximadamente (21.34m/s para los jets exteriores y 21.84m/s para los jets interiores), mientras que para el caso térmico, la velocidad del jet interior (caliente) de la cortina izquierda presentó un aumento de 4.32m/s (19.78%) llegando a una velocidad de 26.16m/s. Este aumento de la velocidad se debe a un aumento de la temperatura de este flujo de 130 grados aproximadamente, llegando a una temperatura de 420K (146.85°C). De igual forma, para el caso del jet interior de la cortina derecha, la cual se encuentra más alejada de la fuente de calor, presentó un aumento de velocidad de 2.8m/s, llegando a una velocidad de 24.64m/s. Este aumento de velocidad está dado por un aumento de la temperatura de 84 grados, llegando a una temperatura de 372K (98.85°C). Por su parte, la velocidad de los jet exteriores (fríos) del caso térmico sufrieron un leve aumento de 0.5m/s, el cual puede ser atribuido a las condiciones de borde térmicas impuestas en las entradas de aire (la entrada de aire se fijó a 300K).

En la figura 7-1 se observan los perfiles de las componentes de velocidad media en la boquilla de los jets. Estas velocidades son normalizadas por la velocidad media axial en el centro del jet interior (caliente) U_0 , que corresponde a la velocidad máxima de la cortina.

En esta misma figura, así como en la mayoría de las figuras que serán mostradas más adelante, se incluyó el perfil obtenido tanto en la cortina izquierda (más cerca de la fuente de calor para el caso térmico) como en la cortina derecha del dispositivo. Para poder comparar ambas curvas, se asignará que en el lado izquierdo de la figura se encuentran la curva correspondiente al jet exterior, mientras que en el lado derecho de la figura se encuentra la curva correspondiente al jet interior, es decir, a las curvas de la cortina derecha se les cambió de lado para facilitar la comparación entre ambas cortinas.

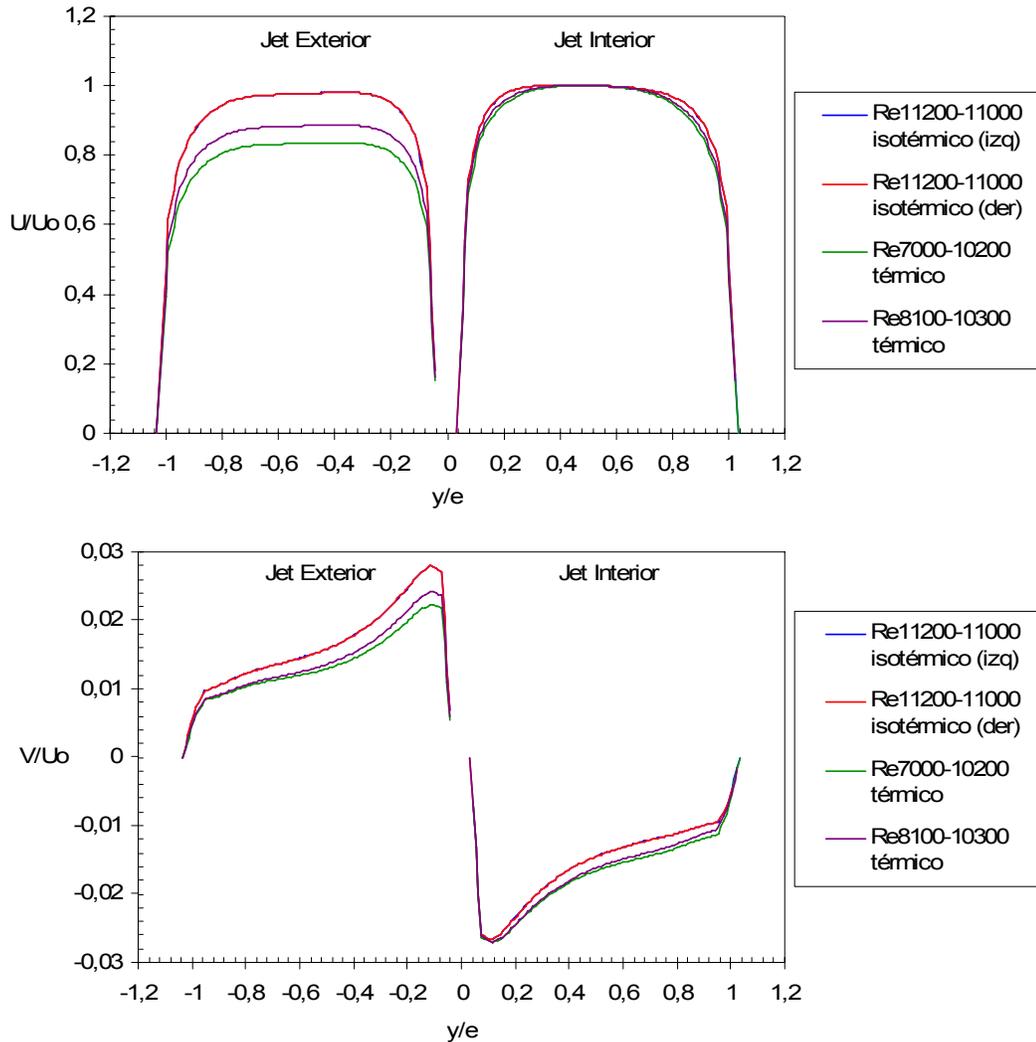


Figura 7-1: Perfiles de velocidad media en la boquilla de la cortina, velocidad media axial U/U_0 (arriba), velocidad media transversal V/U_0 (abajo), casos térmico e isotérmico.

Al observar esta figura (figura 7-1) se puede apreciar que existe un cambio de forma en el perfil de velocidad axial para el jet caliente. A medida que aumenta la temperatura el perfil tiende a redondearse en sus bordes y debido a la conservación de masa del flujo, produce un aumento de su velocidad máxima en la zona central. Este redondeo puede ser explicado debido a la influencia que produce la temperatura en la capa límite que se forma por las paredes del conducto por el que circula el aire. Los resultados muestran que esta capa límite se ve mayormente afectada por el aumento de la temperatura, aumentando su espesor a medida que sube la temperatura del flujo, disminuyendo la velocidad en estas zonas cercanas a las paredes y a su vez produciendo un aumento de la velocidad en el centro del jet.

Para el caso de la componente de velocidad transversal V se tiene que existe un pequeño aumento de esta componente de la velocidad al aumentar la temperatura, sin embargo su magnitud es muy baja respecto a la velocidad axial, por lo que este efecto es prácticamente despreciable.

En la figura 7-2 se observan los perfiles de la energía cinética turbulenta normalizados para los dos casos estudiados. En esta figura se aprecia que al aumentar la temperatura se produce un aumento de la energía cinética turbulenta, especialmente en la zona de los bordes. Al igual que para el caso de la velocidad, aquí también se observa el redondeo del perfil para el jet interior. Por otro lado, para el caso del jet exterior, el perfil se mantiene prácticamente igual para ambos casos, lo que es consistente con la poca variación de las propiedades de este jet.

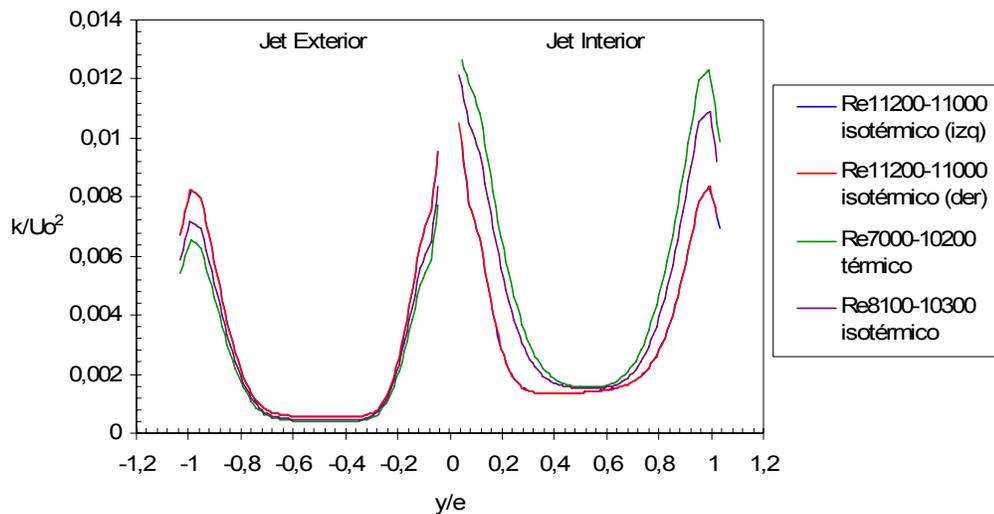


Figura 7-2: Perfiles de energía cinética turbulenta en la boquilla de la cortina k/U_0^2 , casos térmico e isotérmico.

Al analizar únicamente las curvas isotérmicas (para los tres parámetros analizados) se observa que las dos cortinas poseen los mismos perfiles en sus boquillas, lo que es consistente con la simetría del dispositivo cuando se utiliza de forma isotérmica. Debido a la influencia que tiene la boquilla y los flujos que de ésta se produzcan sobre el resto de la cortina, el que se obtengan perfiles idénticos permite que las cortinas que se generen también puedan ser iguales, lo que es un resultado importante y no conocido a priori.

7.3 Efectos en los campos medios

Al observar el campo de velocidad media para ambas simulaciones (figura 7-3 caso isotérmico y figura 7-4 caso térmico) se puede apreciar que las cortinas impactan el suelo del túnel de forma perpendicular a éste para los dos casos. Otra característica importante que puede ser observada es la presencia de los jets de pared que se forman luego del impacto a cada lado de la cortina. Estos flujos se mantienen paralelos al suelo por un tiempo y luego se desprenden y forman recirculaciones que ocupan gran parte del dominio. Parte del flujo de cada recirculación sigue su camino aguas abajo hacia la salida del túnel o el inicio de la zona de recirculación según sea el caso y parte se devuelve hacia la cortina, generando recirculaciones secundarias más pequeñas en la zona del techo de túnel y movilizándolo el aire en estos sectores.

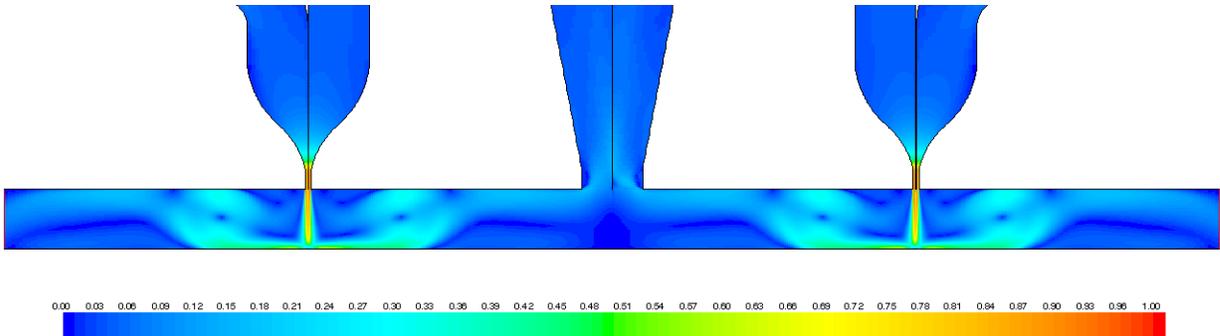


Figura 7-3: Campo de la magnitud de la velocidad media normalizada en el dispositivo, caso isotérmico.

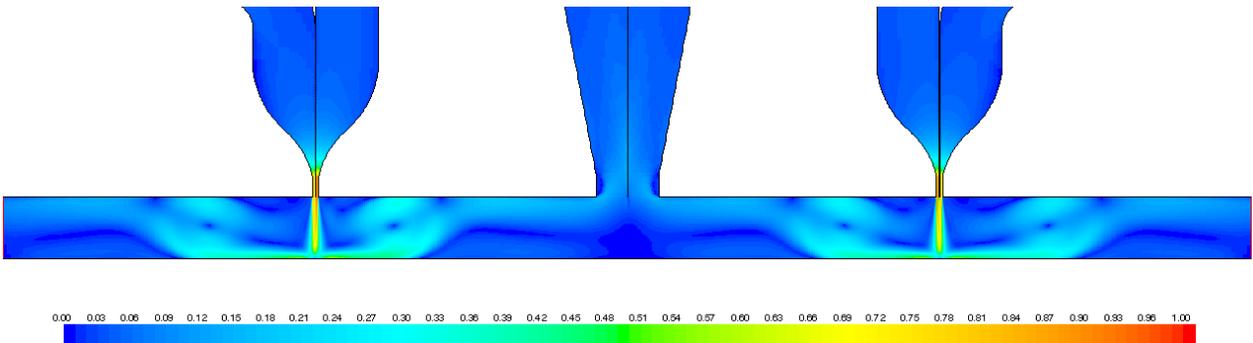


Figura 7-4: Campo de la magnitud de la velocidad media normalizada en el dispositivo, caso térmico.

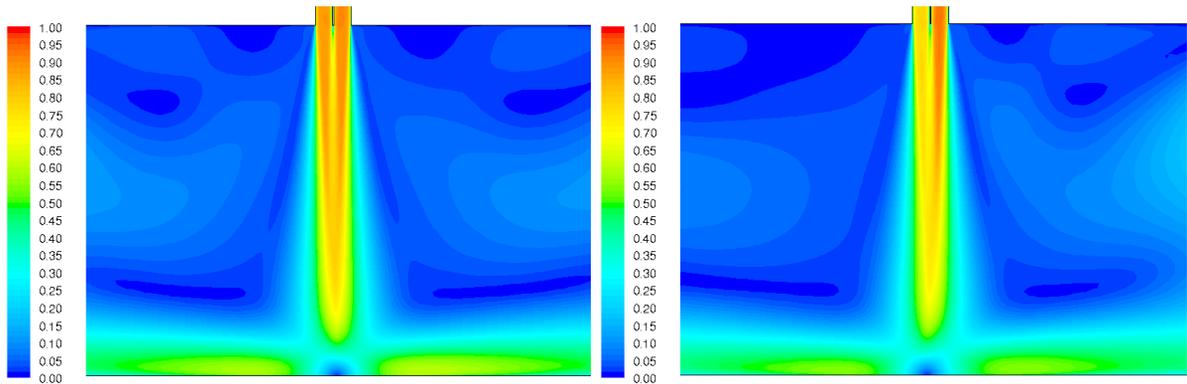


Figura 7-5: Campos de velocidad media normalizada para cortina izquierda, caso isotérmico (izq.) y caso térmico (der.).

Como se observa para la simulación isotérmica en la figura 7-3, ésta presenta una simetría perfecta entre las dos cortinas, lo cual podrá ser observado con mayor claridad al comparar las curvas de su velocidad a distintos niveles transversales. Además se observa que las recirculaciones formadas se producen a la misma distancia de la cortina para ambos casos, tanto interiores como exteriores, lo cual no ocurre para el caso térmico (figura 7-4). La inclusión de la fuente térmica de forma descentrada y su consiguiente aumento desigual en la temperatura de los flujos entra las cortinas es la responsable de la pérdida de simetría para este caso. Además se observa que la recirculación interna para la cortina izquierda del caso térmico se encuentra más cercana a la cortina que cualquier otra recirculación, lo cual es debido a la fuente de calor que se encuentra próxima a esta cortina.

En la figura 7-5 se observa un acercamiento a la cortina izquierda para ambos casos, donde se aprecia el campo de velocidad en la cortina, mostrándose la diferencia de magnitud en la velocidad para cada jet que compone la cortina. De esta figura se observa que para el caso isotérmico la velocidad de ambos jets es más o menos parecida, lo cual no es el caso para la simulación térmica, que presenta un jet bastante más rápido que el otro. No hay que olvidar que en ambos casos la diferencia de presión que impulsa los jets es la misma por lo que el aumento en la diferencia de velocidad entre ambos jets que componen una cortina es netamente por el efecto de la temperatura en la zona confinada.

En la figura 7-6 se presentan los campos de energía cinética turbulenta normalizada para la cortina izquierda de ambos casos simulados. Se aprecia que para el caso isotérmico los valores de k/U_0^2 son levemente mayores, especialmente en la zona de impacto. Dado que para el caso isotérmico se obtuvieron velocidades parecidas para ambos jets de la cortina, se tiene una distribución espacial de k bastante simétrica respecto al eje de simetría de ésta. Por otro lado, para el caso térmico se observa que el lado interno, al poseer una mayor velocidad, posee mayores valores de energía cinética turbulenta. Es muy importante recordar que en esta figura se está observando el valor de la energía de forma normalizada por el cuadrado de la velocidad del jet caliente, por lo que en términos absolutos la cortina para el caso térmico posee valores de k (sin normalizar) mayores que para el caso isotérmico, indicando que existe un mayor grado de turbulencia producto de la mayor temperatura. Para el caso isotérmico se obtuvo un máximo de energía cinética turbulenta de $22.1m^2/s^2$ en la zona de impacto, comparado con los $27.8m^2/s^2$ obtenidos para el caso térmico (también en la zona de impacto).

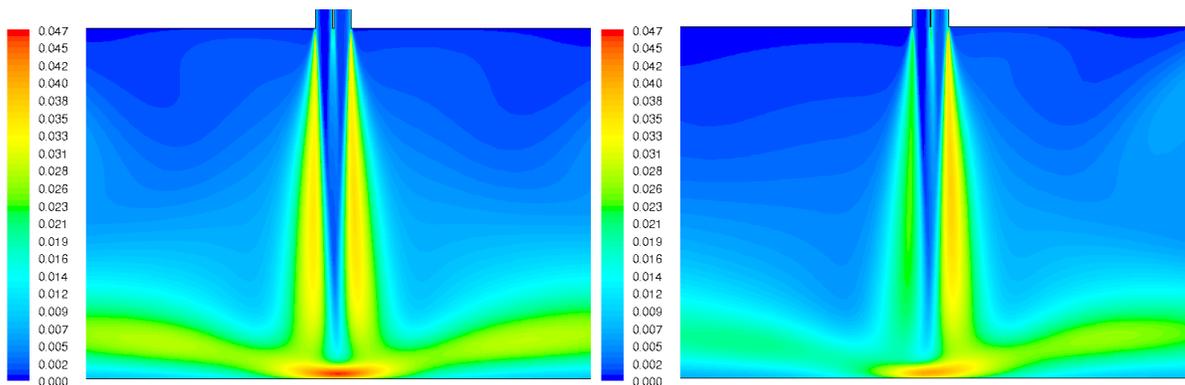


Figura 7-6: Campos de energía cinética turbulenta normalizada para cortina izquierda, caso isotérmico (izq.) y caso térmico (der.).

En la figura 7-7 se observa la distribución de la temperatura dentro del dispositivo estudiado. De esta figura se puede apreciar la ubicación de la fuente caliente, la cual forma un penacho de alta temperatura que sube por efecto de la diferencia de densidad del aire. Como se mencionó anteriormente, la fuente de calor emite (de forma impuesta) una potencia de $250kW/m^2$, alcanzando una temperatura de $1240.8K$ ($967.7^{\circ}C$; fuera de escala en la figura). De esta figura también se aprecia la diferencia de temperatura que se tiene tanto dentro de la zona confinada como en las zonas externas o protegidas. Para el lado izquierdo de la zona confinada, donde se encuentra la fuente de calor, se tiene una temperatura de $138^{\circ}C$ aproximadamente próxima a la cortina, mientras que para la zona confinada derecha se tiene una temperatura de $87^{\circ}C$. Por su parte, las zonas protegidas presentan una temperatura de $54^{\circ}C$ para la zona izquierda y de $41^{\circ}C$ para la zona derecha, los cuales pese a ser desagradable, son perfectamente soportables en caso de un siniestro.

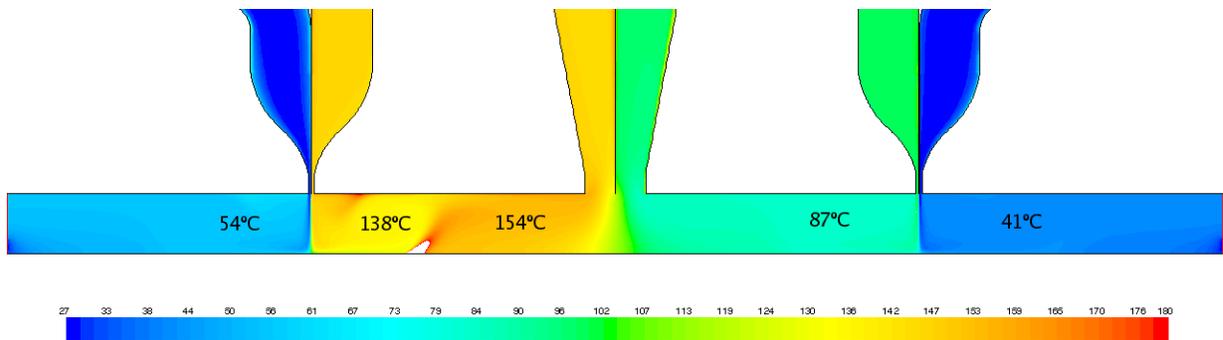


Figura 7-7: Campo de temperatura en el dispositivo; temperatura hasta 180°C. Caso térmico.

La convección mixta que produce la fuente de calor, que se encuentra próxima a la cortina izquierda justo debajo de la recirculación, afecta al jet de pared que se forma luego del impacto haciendo que éste se separe del suelo de forma anticipada y favoreciendo la formación de una recirculación secundaria en el techo del túnel, junto a la cortina, la cual posee una temperatura mayor y puede ser observada en la figura anterior.

7.4 Efectos en los perfiles transversales

En la figura 7-8 se aprecia el efecto en la velocidad media axial U/U_0 para distintos niveles transversales. Al observar las curvas de esta figura para el caso isotérmico se aprecia que éstas son prácticamente idénticas para las dos cortinas, confirmando que para un set de condiciones idénticas se tendrán comportamientos iguales. No obstante, para el caso de las cortinas térmicas, se observa que las cortinas calientes poseen distintas temperaturas y por ende distintas velocidades en las boquillas, generando comportamientos diferentes. Estas diferencias son más notorias para los niveles superiores, más cercanos a la boquilla y van disminuyendo a medida que el jet se acerca al suelo, sin llegar a hacerse idénticas en ninguno de los niveles inferiores.

De los perfiles obtenidos para el caso térmico se puede observar que éstos también poseen una leve variación en el ángulo de la cortina debido a la temperatura que posee el jet caliente. Esta diferencia se hace más evidente para las curvas más cercanas al suelo, ya que a pesar que se mantiene la forma de las curvas para todos los niveles, los perfiles de la cortina izquierda (más calientes) están posicionados levemente más hacia el interior de la zona confinada (a la derecha de los gráficos) que los de la cortina derecha. De este comportamiento, en conjunto con el observado para el caso isotérmico y las indicaciones plasmadas en el estudio de Fernández (2006), se puede concluir que para que se produzca una cortina completamente perpendicular al suelo se tienen que nivelar y controlar 4 efectos diferentes:

- La succión que produce la recirculación de la zona confinada para darle la velocidad requerida al jet caliente de la cortina.
- El cambio en la velocidad de los jets calientes al aumentar la temperatura.
- El empuje hacia la zona exterior que produce la expansión del aire confinado al calentarse.
- La velocidad del jet frío para mantener una relación adecuada entre los dos jets de la cortina.

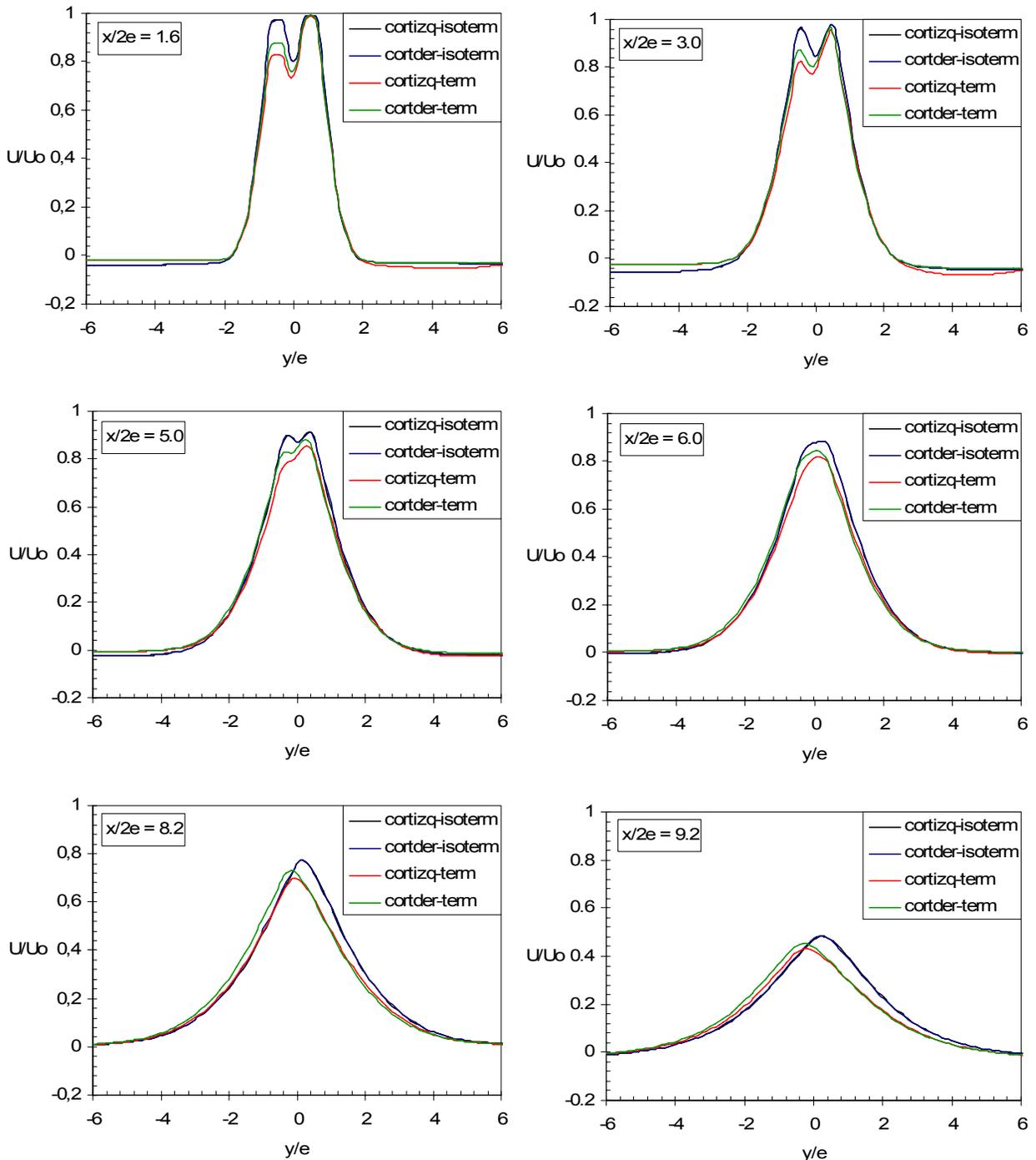


Figura 7-8: Distribución de la componente axial de la velocidad media U/U_0 para distintos niveles transversales; comparación casos térmico e isotérmico.

Inicialmente, para el caso isotérmico se tiene un predominio de la succión que genera la recirculación del aire confinado produciendo que la cortina se incline hacia la zona interior. Al aumentar la temperatura de la zona confinada el volumen de aire en su interior se expande produciendo una sobrepresión que empuja la cortina hacia el exterior, dominando sobre el efecto anterior. Además este aumento de temperatura produce un aumento en la velocidad de los jets calientes, los cuales disminuyen un poco esta expansión. Por último, si la velocidad de los jets es la adecuada se logra dominar esta sobrepresión y mantener la cortina en su punto óptimo. Esta

velocidad “adecuada”, dadas las características de temperatura y presión analizadas, representa una diferencia de 5m/s aproximadamente entre los flujos. Lamentablemente todos estos efectos están íntimamente relacionados entre sí, por lo que poder controlar completamente los cuatro efectos a la vez es sumamente difícil.

Otro aspecto importante de destacar es que para los niveles mayores a $x/2e = 6.0$ los dos casos simulados han perdido casi completamente la influencia de los dos jets que componen la cortina, obteniéndose un perfil similar a los observados para un jet simple.

En la figura 7-9 se observan los perfiles transversales de la velocidad media transversal V/U_0 , mostrando un aumento progresivo en su magnitud a medida que el flujo se aleja de la boquilla. Inicialmente se tiene un flujo claramente influido por la boquilla, con una magnitud bastante baja y comportamientos prácticamente iguales. Para los niveles superiores, en la zona adyacente a la cortina, se aprecia que existe flujo que se acerca a la cortina producto de las recirculaciones existentes y producto del arrastre que genera el flujo mismo de los jets sobre el aire de sus alrededores. Como se observa de esta figura, este flujo aumenta considerablemente hasta el nivel $x/2e = 5.0$, en donde empieza a decrecer ($x/2e = 6.0$) hasta que cambia de signo, marcando el inicio de la formación de los jets de pared, los cuales poseen una alta velocidad V . Esto se ve reflejado en un importante aumento de esta velocidad para los niveles inferiores ($x/2e = 8.2$ y 9.2).

Para esta componente de la velocidad se muestra que el comportamiento en ambos casos es prácticamente idéntico, salvo un pequeño desplazamiento vertical de las curvas en la zona central de la cortina. Esto puede indicar los pequeños desplazamientos entre las cortinas hacia la zona exterior para el caso térmico (predominancia de valores negativos) y hacia el interior para el caso isotérmico (predominancia de valores positivos).

En la figura 7-10 se observa la evolución de la energía cinética turbulenta k/U_0^2 a medida que el flujo se aleja de la boquilla, en donde se aprecia que el comportamiento de las curvas para ambos casos es prácticamente idéntico para el lado derecho (confinado), mientras que se obtienen diferencias de magnitud, no de forma, para el lado izquierdo. Esto implica que las capas de mezcla formadas por ambas cortinas, en ambos casos, son prácticamente iguales.

Dado que las cortinas del modelo isotérmico poseen velocidades muy parecidas se tiene que las cortinas de esta simulación son más simétricas que las observadas para el caso térmico. Se observa además que las curvas del lado izquierdo o frío de las cortinas para el caso térmico poseen magnitudes menores. Sin embargo esto se produce debido a la normalización realizada, ya que si se comparan estas curvas de forma directa, es decir k directamente, se obtiene que el lado frío es idéntico para todos los casos. Esto tiene bastante sentido ya que el jet frío no sufre mayores modificaciones al incorporar el efecto de la temperatura. Por otro lado, para el caso del jet caliente se tienen mayores velocidades y mayores niveles de energía cinética turbulenta, lo cual se mantiene para todos los niveles observados del flujo.

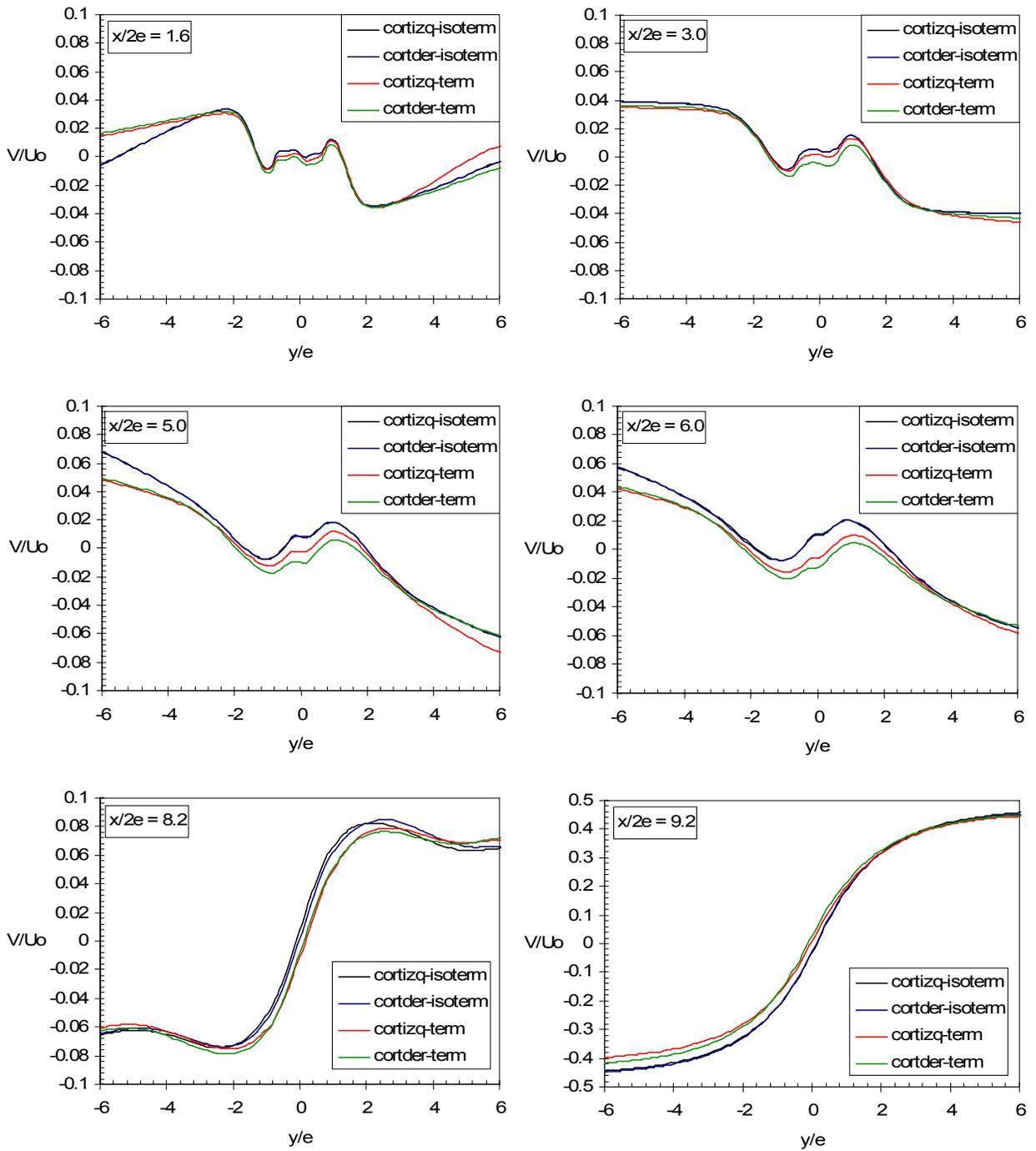


Figura 7-9: Distribución de la componente transversal de la velocidad media V/U_0 para distintos niveles transversales; comparación casos térmico e isotérmico.

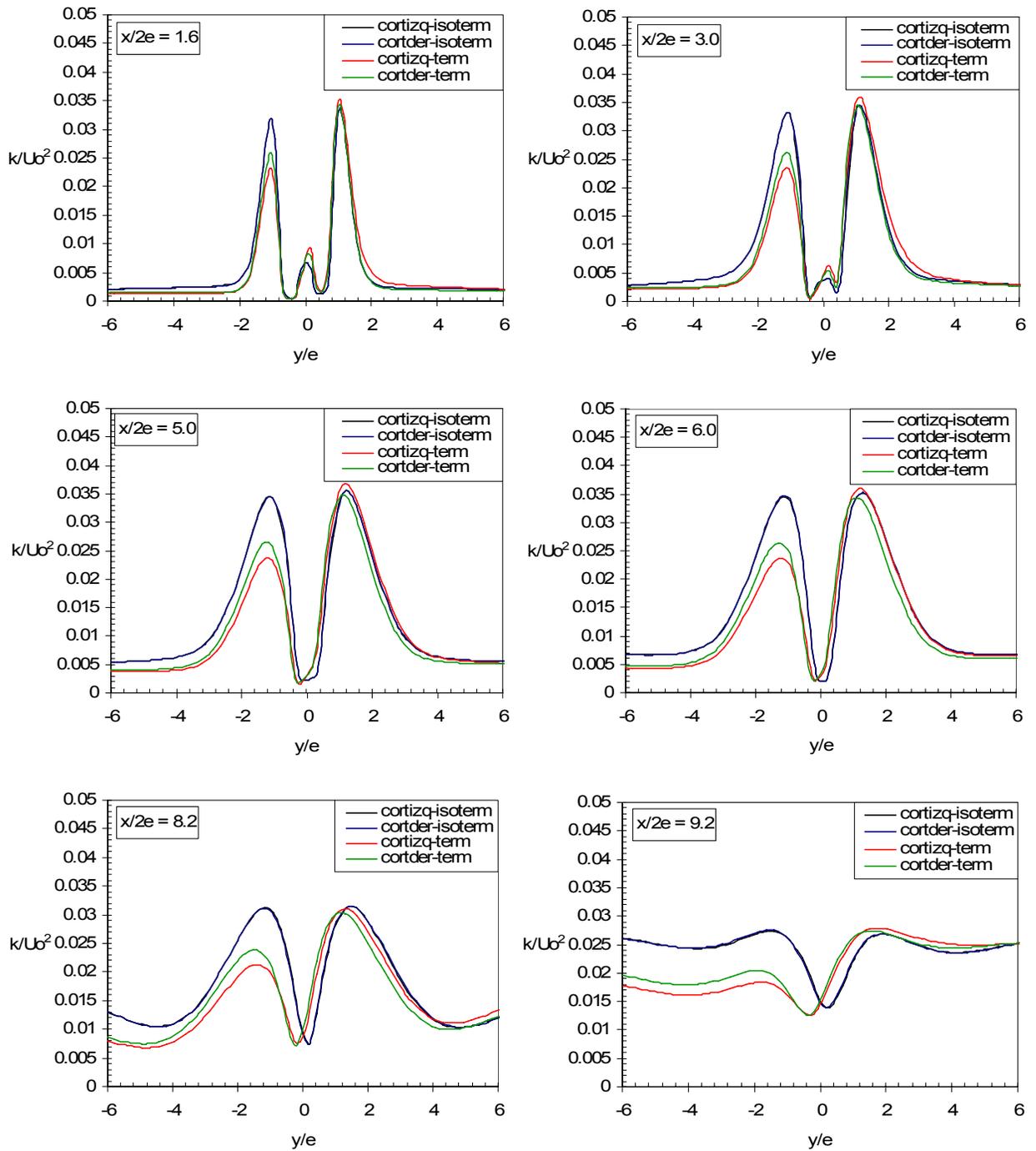


Figura 7-10: Distribución de energía cinética turbulenta k/U_0^2 para distintos niveles transversales; comparación casos térmico e isotérmico.

Al igual que para el caso de la energía cinética turbulenta, para los casos de la Intensidad de Turbulencia, tanto para la componente axial I_u (figura 7-11), como la transversal I_v (figura 7-12) se tiene que el comportamiento está dominado por las capas de mezcla entre las cortinas y el medio circundante, mostrando también influencia la interacción entre los jets de cada cortina. Esta interacción, ubicada en $y/e \approx 0$, tiende a desaparecer a medida que el flujo se aleja de la boquilla llegando a prácticamente desaparecer para el nivel $x/2e = 5.0$ para ambos casos.

Es importante destacar el aumento paulatino y sostenido del nivel general de la Intensidad de Turbulencia, indicando que el flujo tanto en las cortinas así como en las zonas de impacto y en los jets de pared que se forman son netamente flujos turbulentos, independientemente del caso considerado. Para el caso de la intensidad de turbulencia axial I_u se obtuvo un máximo de 19% para las capas de mezcla del lado interior de la simulación térmica y ambos lados para la simulación isotérmica. Este valor se prácticamente constante para todo el rango de la cortina.

En ambos componentes de la Intensidad de Turbulencia se aprecia que para el lado derecho de las curvas se obtiene un comportamiento idéntico entre los dos casos, mientras que para el lado izquierdo se tiene una disminución en la magnitud para el caso térmico. Además se observa que se mantiene el mismo comportamiento general, independientemente de la temperatura y de la velocidad de los flujos.

En la figura 7-13 se muestran las curvas para distintos niveles transversales de los Esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ para los casos analizados. De igual forma que en los casos anteriores se tiene que el comportamiento dominante está dado por la interacción de los flujos en las capas de mezcla. En este caso también se observa que el efecto entre los jets de la cortina va disminuyendo a medida que el flujo se aleja de la boquilla, desapareciendo prácticamente para el nivel $x/2e = 6.0$. Luego se observa un aumento importante del nivel general de los esfuerzos de Reynolds debido al efecto del impacto del flujo, especialmente en la zona de los jets de pared que se forman cerca del suelo.

Si se compara el efecto de la temperatura se aprecia que no existe variación para el lado derecho de la cortina, mientras que para el lado izquierdo se observa una disminución de los esfuerzos a medida que aumenta la temperatura. Al igual que para el caso de la energía cinética turbulenta y la Intensidad de Turbulencia, esto se produce debido a la definición de la velocidad de normalización U_0 . Si se tiene esto en cuenta y se considera que el comportamiento del lado izquierdo de la cortina no debiera variar, se tiene que al aumentar la temperatura y por ende de la velocidad de la cortina caliente, produce un aumento en todas las magnitudes turbulentas antes descritas.

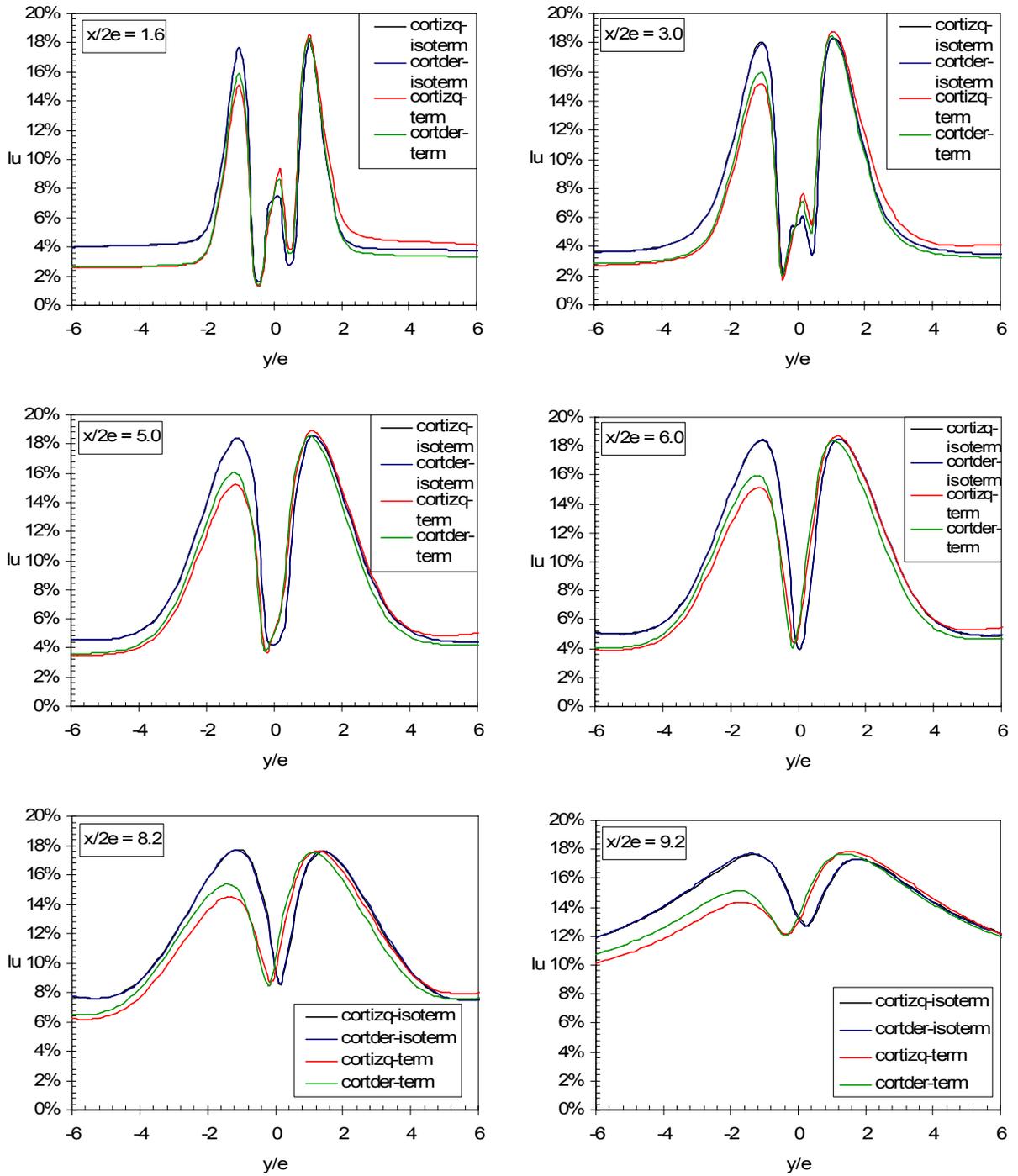


Figura 7-11: Distribución de la componente axial de Intensidad de Turbulencia I_u para distintos niveles transversales; comparación casos térmico e isotérmico.

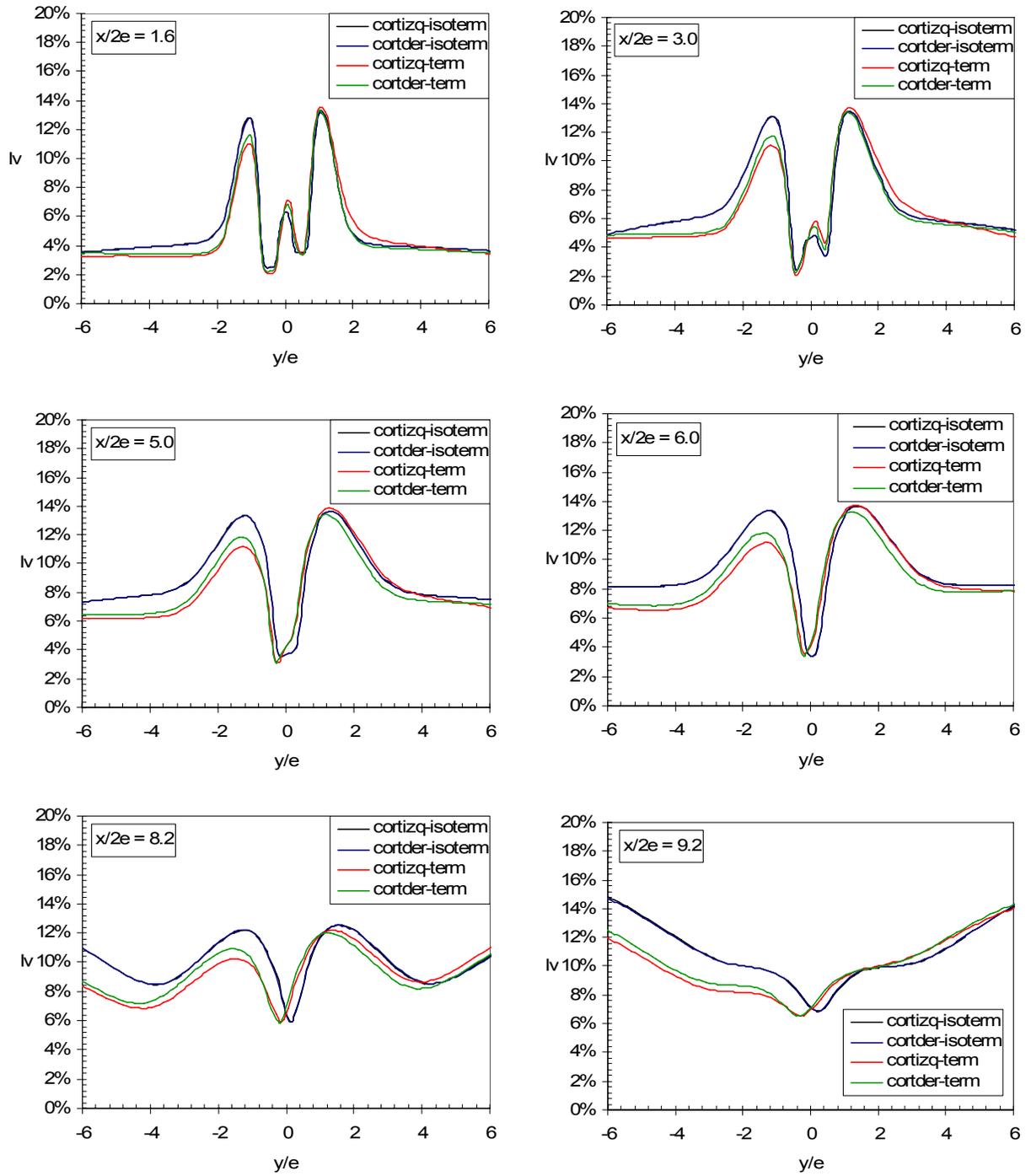


Figura 7-12: Distribución de la componente transversal de Intensidad de Turbulencia I_v para distintos niveles transversales; comparación casos térmico e isotérmico.

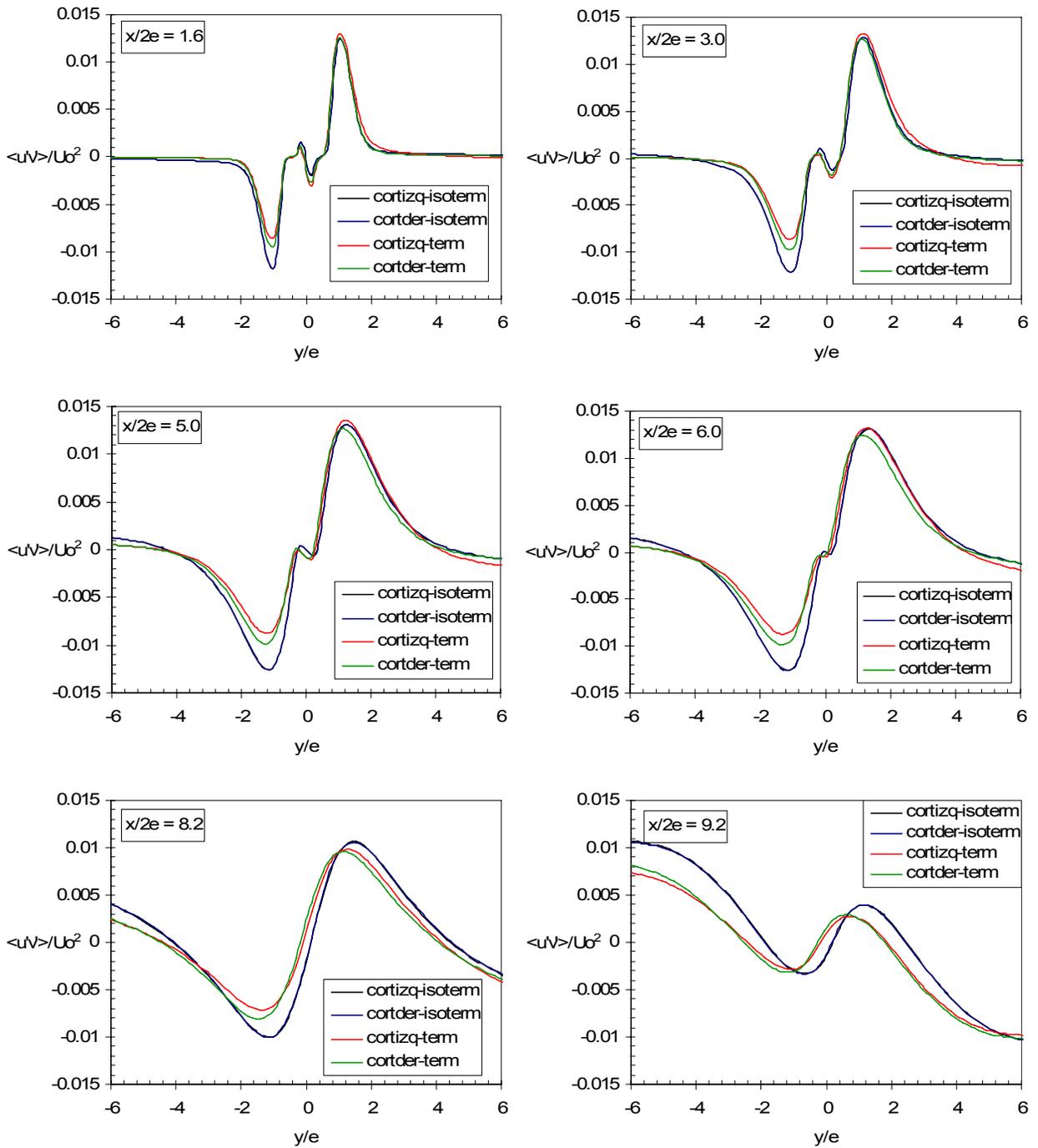


Figura 7-13 Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ para distintos niveles transversales; comparación casos térmico e isotérmico.

En la figura 7-14 se presenta la evolución del Coeficiente de correlación R_{xy} para ambos casos analizados. Este coeficiente mide la relación lineal que existe entre las componentes de la velocidad, el cual se define como:

$$R_{xy} = \frac{\langle u'v' \rangle}{\sqrt{\langle u'^2 \rangle \langle v'^2 \rangle}}. \quad (7-2)$$

A diferencia de los valores de Reynolds, o estadísticamente la covarianza, este parámetro es adimensional e invariante ante cambios de unidades. Además se encuentra acotado entre -1 y 1. Si los valores obtenidos son de magnitud cercana a 1 se tendrá que existe una relación lineal muy fuerte entre las variables, mientras que si la correlación es cercana a 0 se puede afirmar que no existe una relación lineal entre ambas variables.

Al observar las curvas se aprecia que en la zona de las capas de mezcla se produce un máximo de magnitud 0.5 para todos los niveles a excepción del nivel de impacto, en donde el máximo se produce en los jets de pared. Este comportamiento observado implica que existe una correlación entre las dos componentes de la velocidad en estas zonas, indicando que existirá un estiramiento de las estructuras rotacionales presentes. Sin embargo, los valores obtenidos no son lo suficientemente elevados como para considerar que la correlación entre las componentes de la velocidad es significativa ($|R_{xy}| > 0.7$).

Si se aprecian los niveles superiores se puede observar un brusco cambio de signo que ocurre de forma repetida en la zona central de la cortina ($y/e \approx 0$). Este efecto da cuenta de la interacción de los dos jets que componen la cortina. A medida que estos jets se unen formando un único flujo, la relación entre las variaciones va disminuyendo en esta zona hasta que se vuelven completamente descorrelacionadas ($R_{xy} = 0$) para el nivel $x/2e = 6.0$.

Para las zonas inferiores se observa que las cuatro curvas poseen prácticamente el mismo perfil, independiente de la influencia que pueda tener la temperatura en éstas. Sin embargo, de la comparación con datos experimentales realizada en el capítulo 5 se debe recordar que el modelo de turbulencia no reproducía de forma precisa las curvas para el impacto, por lo que este comportamiento observado debe ser considerado como una característica obtenida del modelo de turbulencia y no representa necesariamente el comportamiento real de los flujos en el impacto.

Es importante destacar que no existe una influencia aparente de la temperatura en el comportamiento de este parámetro para la zona de la cortina. Para el caso del jet caliente de la simulación térmica se observa la influencia de la fuente de calor para las zonas $y/e > 4.0$, mostrando una curva que se aleja del resto de las curvas obtenidas principalmente para los niveles previos al impacto.

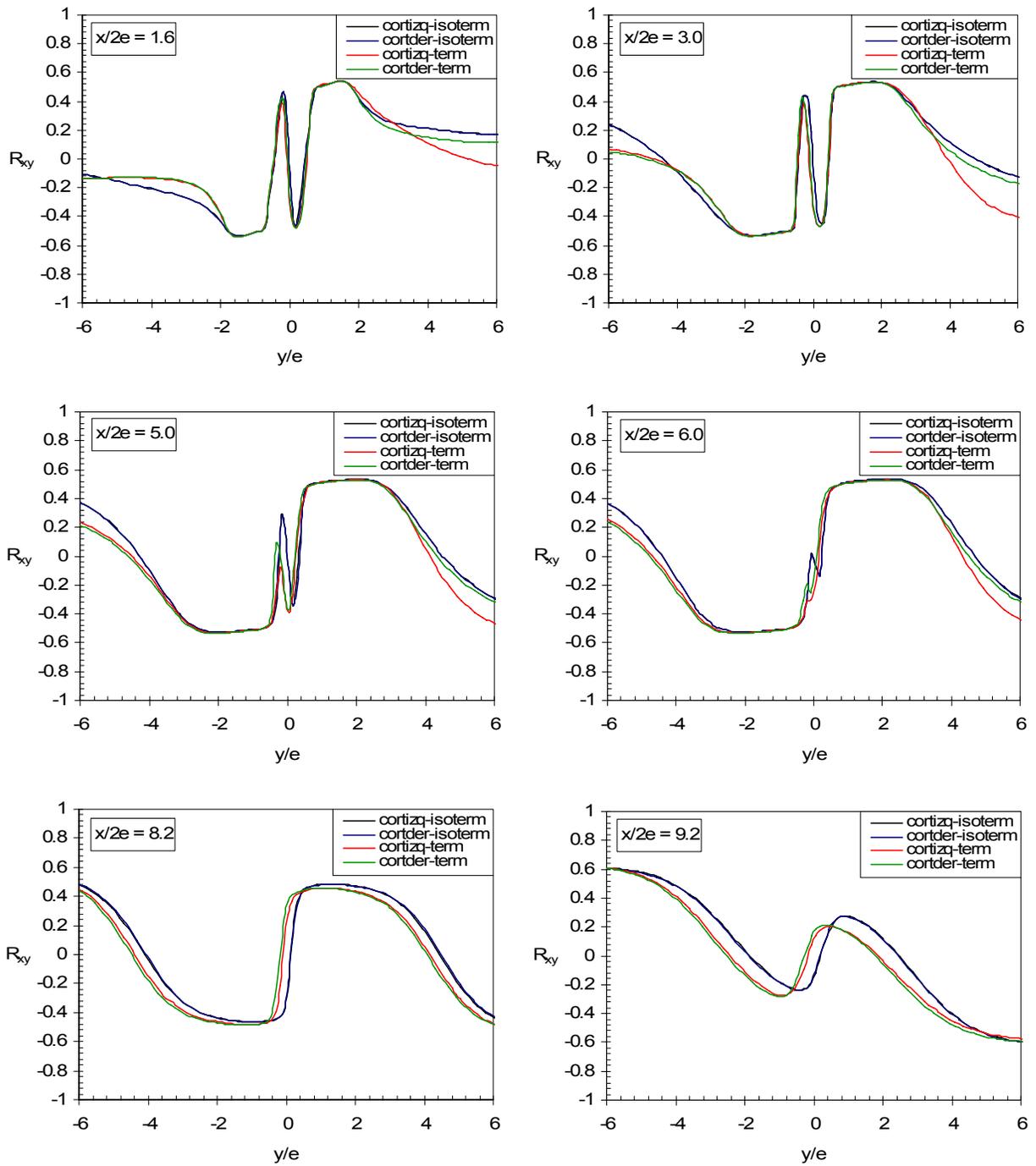


Figura 7-14: Distribución del Coeficiente de Correlación R_{xy} para distintos niveles transversales; comparación casos térmico e isotérmico.

7.5 Conclusiones del capítulo

En este capítulo se pudo observar que la temperatura juega un papel importante en las características particulares de las cortinas. A través de este parámetro se modifican significativamente las propiedades de los flujos involucrados, influyendo directamente en la velocidad con que son emitidos. Esto se traduce en que al incluir el efecto de la temperatura se produce una importante disminución del número de Reynolds del jet caliente de cada cortina, pasando de valores cercanos a 11200 a valores entre 7000 y 8100 aproximadamente.

Pese a la disminución del número de Reynolds observada se tiene que al aumentar la temperatura también se produce un aumento de su velocidad. Este aumento se produce por la disminución en la densidad del flujo mientras se mantiene constante la diferencia de presión impuesta por los ventiladores, obligando a que el flujo se mueva a mayor velocidad. También se observa que la temperatura produce un redondeo de los perfiles de velocidad y energía cinética turbulenta al influir en las zonas próximas a las paredes. Esto refleja una mayor influencia en el espesor de las capas límite de los conductos de recirculación al existir temperaturas elevadas.

Un resultado interesante obtenido de la simulación isotérmica es que ésta presenta una solución completamente simétrica respetando la simetría que posee el dispositivo. Además se observa que las recirculaciones producidas a cada lado de las cortinas ocurren a la misma distancia. Sin embargo, esta condición se pierde al incluir el efecto de la temperatura ya que la fuente de calor se encuentra en uno de los lados del dispositivo. Esto genera que las recirculaciones cambien su posición, generando que la recirculación que se obtiene “sobre” la fuente de calor se produzca antes que en su equivalente para la cortina derecha. Esto está dado por el efecto de empuje que genera el cambio de densidad que existe en la zona próxima a la fuente, favoreciendo la generación de la recirculación.

Otro efecto que surge de la incorporación de la temperatura corresponde a un aumento de los valores turbulentos indicando un aumento en su actividad. Esto está directamente relacionado al aumento de velocidad observado, mostrando el lado interior de la cortina los mayores efectos.

A través de esta comparación se pudo determinar que para obtener cortinas perpendiculares al suelo es necesario medir constantemente la temperatura de los jets y controlar su velocidad. También se determinó que existen cuatro efectos que deben ser considerados para la correcta implementación del dispositivo: La succión que producen las recirculaciones, el cambio de velocidad que produce el aumento de la temperatura, el empuje que produce la expansión del aire confinado al calentarse y mantener la velocidad de los jets fríos a una razón adecuada.

8 Comparación del Modelo de Turbulencia

En el presente capítulo se realiza una comparación del modelo de turbulencia utilizado en este trabajo, considerando los efectos térmicos sobre la dinámica del flujo dentro del dispositivo. Para realizar esta comparación se utilizó un caso en particular utilizando tres modelos de turbulencia diferentes. Los modelos comparados corresponden al modelo $k-\varepsilon$ standard utilizado por Fernández [3], el modelo de turbulencia RSM y el modelo V2F, ambos simulados para este análisis. La elección de este último modelo para realizar esta comparación está dada por las altas potencialidades que presenta este modelo para resolver el problema considerado. La comparación de los resultados de cada simulación, incluyendo el efecto de la temperatura, permite analizar respecto a las condiciones reales de operación del dispositivo, sin embargo, no se disponen de datos experimentales completos que faciliten y validen completamente esta comparación. Es por esta razón que en el capítulo de Validación del Modelo de Turbulencia se utilizó un caso isotérmico como forma de validación del modelo en vez del presente análisis.

8.1 Descripción de los modelos

Como fue mencionado en un capítulo anterior, el modelo de turbulencia $k-\varepsilon$ corresponde a una formulación más económica en términos de recursos respecto al modelo RSM. Por su parte el modelo V2F representa una variación del modelo $k-\varepsilon$, la cual se adecua más a flujos rodeados por paredes ya que su formulación incluye implícitamente el efecto de las paredes sobre el flujo, sin requerir de funciones de pared ni consideraciones especiales.

Para los tres casos analizados se utilizó una formulación de resolución segregada e implícita, se consideró al flujo como transiente, con una discretización temporal de segundo orden. Además, debido a que en los tres casos se posee la acción de la temperatura, se habilita la resolución de la ecuación de energía y el método de transferencia de calor surface to surface (S2S), en donde se utilizan los mismos factores de forma ya que el dominio utilizado es el mismo para los tres casos. Este dominio corresponde al dispositivo completo en su forma bidimensional. Un esquema del dominio de cálculo considerado se presenta en la figura 4-1. Las condiciones de borde corresponden a las mismas mencionadas en el capítulo 6.

Las condiciones particulares utilizadas por Fernández (2006) en la simulación utilizando el modelo $k-\varepsilon$ standard corresponden a todas las constantes del modelo por defecto, con un tratamiento de pared utilizando funciones de pared standard. La discretización utilizada para la presión corresponde a segundo orden, para el acoplamiento de la velocidad y la presión se utilizó el método SIMPLEC y para el resto de las variables involucradas (Momentum, Energía Cinética Turbulencia, Tasa de Disipación de Energía Cinética Turbulenta y Energía) se utilizó una discretización de ley de potencia.

Para el caso del modelo V2F se utilizaron todas las constantes del modelo por defecto, con la opción de calentamiento viscoso. Se utilizó una discretización para la presión de segundo orden, para el acoplamiento de la velocidad y la presión se utilizó el método SIMPLEC y para el resto

de las variables involucradas (Momentum, Energía Cinética Turbulencia, Tasa de Disipación de Energía Cinética Turbulenta, Escala de Variación de Velocidad, Función de Relajación Elíptica y Energía) se utilizó una discretización de segundo orden que considera efectos flujo arriba (second order upwind).

Por su parte, las condiciones particulares utilizadas en el método RSM corresponden a todas las constantes del modelo por defecto, con un tratamiento de pared utilizando funciones de pared de no equilibrio, con las opciones de calentamiento viscoso y todos los efectos de buoyancy. Se utilizó una discretización para la presión de segundo orden, para el acoplamiento de la velocidad y la presión se utilizó el método SIMPLEC y para el resto de las variables involucradas (Momentum, Energía Cinética Turbulencia, Tasa de Disipación de Energía Cinética Turbulenta, Esfuerzos de Reynolds y Energía) se utilizó una discretización de segundo orden que considera efectos flujo arriba (second order upwind).

En los tres casos se utilizó un paso de tiempo de 0.0005 segundos y se iteró hasta que la solución presente un estado estacionario en el que el campo de temperatura se ha desarrollado por completo.

8.2 Comparación en campos medios

Al comparar los campos medios de la magnitud de la velocidad para los tres casos analizados (figura 8-1) se puede observar que existen algunas diferencias apreciables. Si se observa la zona de la cortina, columna derecha de esta figura, a simple vista se puede ver que para el caso V2F existe un comportamiento de los jets que componen la cortina diferente respecto a los otros modelos, manteniéndose los jets de la cortina más como flujos independientes y mezclándose menos. Este efecto afecta directamente la zona de impacto y como se verá posteriormente también afectará todas las variables involucradas en el flujo. Para los otros dos casos se observa que no existen diferencias apreciables a simple vista, manteniendo un comportamiento de los jets bastante similar, sin embargo, existe una pequeña diferencia en el rango de velocidad observado.

Al observar el campo de velocidad media para la zona adyacente a la cortina, zona que se presenta en la columna izquierda de la figura 8-1, se puede ver que para el caso $k-\epsilon$ standard se logra un jet de pared de mayor espesor que para el caso V2F. En ambos casos se genera una tenue recirculación que ocupa toda la sección del túnel y no se ve afectada por la fuente de calor que se encuentra ubicada en esta zona. Estas recirculaciones (de ambos casos) son mucho más sutiles que la generada por el modelo RSM, en donde se observa un jet de pared completamente deflectado producto de la acción de la alta temperatura sobre la fuente de calor, forzando a que se produzca una recirculación anticipada del flujo, muy cerca de la cortina y favoreciendo la formación de recirculaciones secundarias, las que no son observadas en ninguno de los dos casos anteriores.

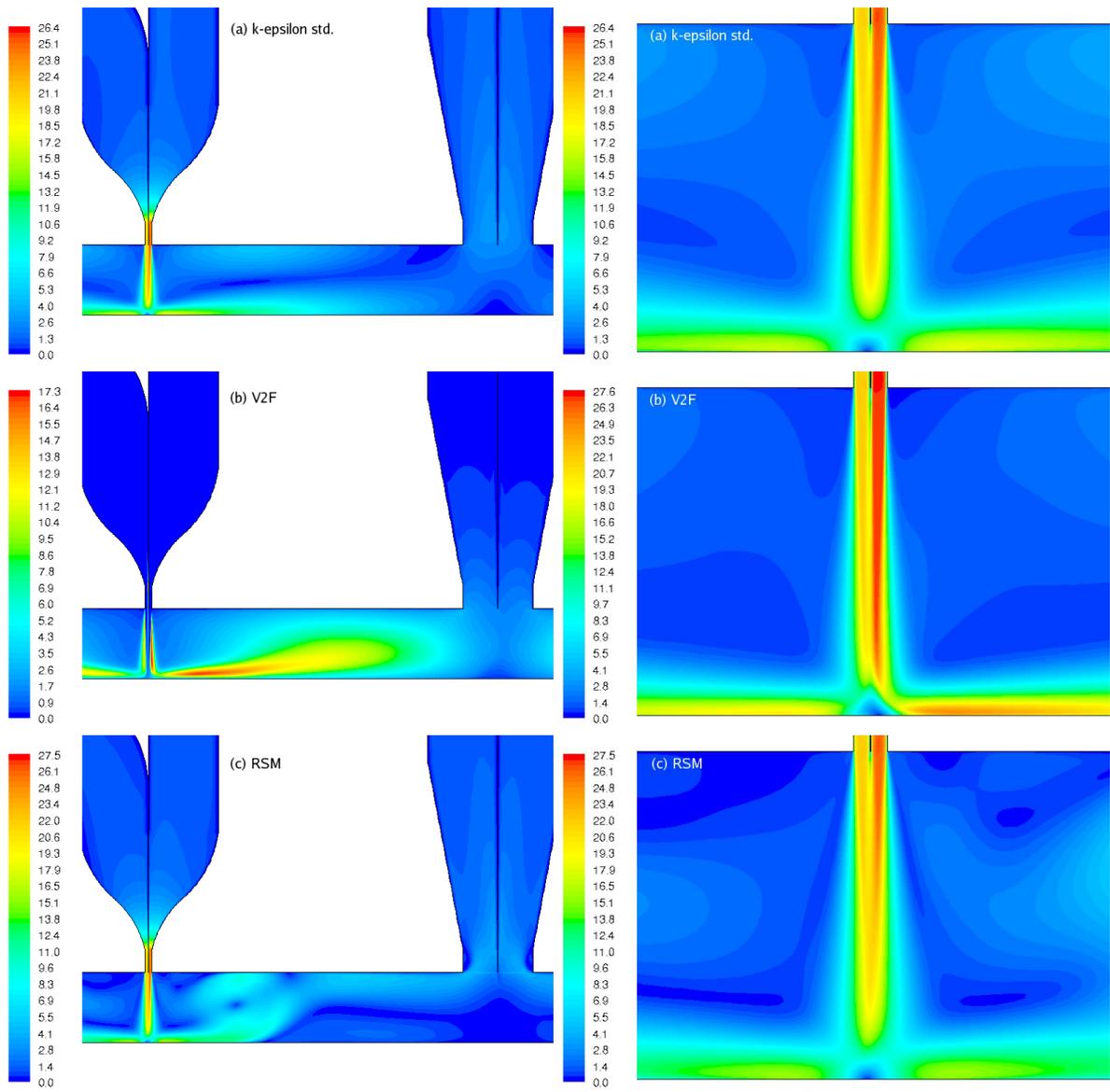


Figura 8-1: Campos de velocidad media para zona confinada izquierda y cortina izquierda, [m/s]: (a) caso $k-\epsilon$ std.; (b) caso V2F; (c) caso RSM. Comparación modelos de turbulencia.

Si se observa el campo de energía cinética turbulenta (figura 8-2) se observa que existen diferencias evidentes para los tres casos simulados. El caso utilizando el modelo $k-\epsilon$ std. presenta una cortina que se asemeja más al modelo RSM, sin embargo, las capas de mezcla predichas por este modelo son más angostas y de una magnitud levemente menor. De todas formas en ambos modelos se observa una zona de alta intensidad turbulenta en la zona del impacto, justo en la zona de estancamiento, lo cual no es predicho por el modelo V2F, en donde se observa que ambas capas de mezcla, una a cada lado de la cortina, se mantienen separadas. En este modelo además se obtienen magnitudes de energía turbulenta menores y unas capas de mezcla aún más angostas que para el caso $k-\epsilon$ std. Al observar la zona de las recirculaciones y los jets de pared se aprecia que el modelo V2F predice la zona más larga de las tres simulaciones. Por su parte el modelo RSM, debido a la influencia que produce la temperatura en el campo de velocidad, predice una recirculación con un leve aumento de energía cinética turbulenta y un jet de pared bastante corto con una alta energía, mayor que en los dos casos anteriores.

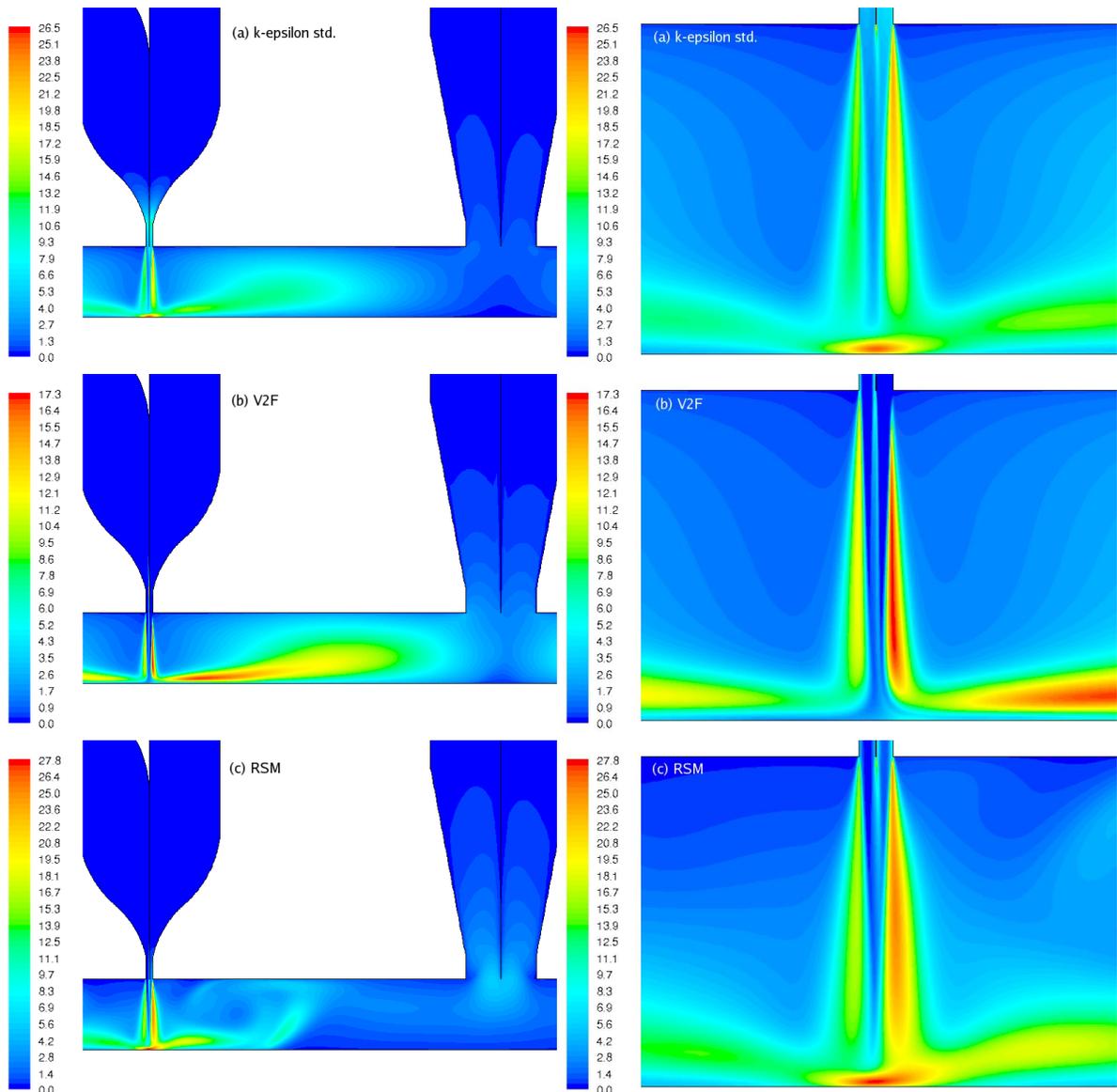


Figura 8-2: Campos de energía cinética turbulenta k para zona confinada izquierda y cortina izquierda, $[m^2/s^2]$: (a) caso $k-\varepsilon$ std.; (b) caso V2F; (c) caso RSM. Comparación modelos de turbulencia.

Al analizar la influencia del modelo de turbulencia en el campo de temperatura, lo cual se aprecia en la figura 8-3, se puede ver que el modelo RSM predice una diferencia de 84° entre las zonas protegida y confinada de la cortina izquierda, mientras que el modelo $k-\varepsilon$ std. predice una diferencia de 91° . Por su parte, el modelo V2F es el que predice una mayor diferencia de temperatura, con un valor de 129° . Este modelo además predice una mayor temperatura de la zona confinada y la menor temperatura para la zona exterior. Esto también es resultado de la menor interacción observada entre los dos jets que componen una cortina, mostrando que este es un comportamiento deseado para una mayor eficiencia de la confinación en el dispositivo. Sin embargo, se cree que este comportamiento no es representativo de la realidad, en donde la interacción de las cortinas debe ser mayor al observado por este modelo. Un ejemplo de esto es el campo de energía cinética turbulenta obtenido experimentalmente para una cortina isotérmica en la figura 5-12.

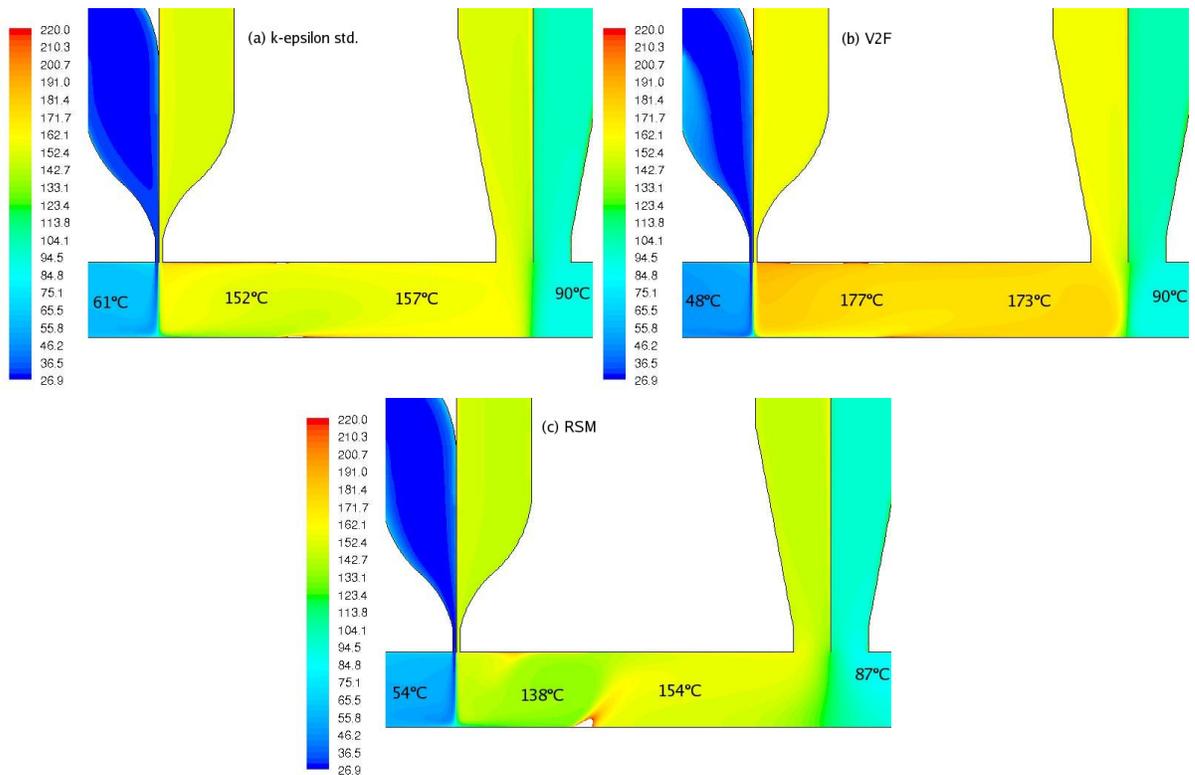


Figura 8-3: Campos de temperatura T para zona confinada izquierda y cortina izquierda, [°C]: (a) caso $k-\epsilon$ std.; (b) caso V2F; (c) caso RSM. Comparación modelos de turbulencia.

Un efecto que puede ser apreciado del campo de temperatura para cada modelo es la diferencia de temperatura dentro de la zona confinada izquierda. Para el modelo RSM se tiene la mayor diferencia de temperatura, cercana a los 16° , mientras que para los otros dos modelos se obtuvo un campo mucho más homogéneo (4° - 5° de diferencia). Esta diferencia en el comportamiento del campo de temperatura simulado por el modelo RSM está dada por la presencia del jet de pared luego del impacto y el efecto convectivos que produce el aire caliente sobre la fuente, generando el desprendimiento (anticipado) del jet de pared y la formación de una recirculación. Esto produce que aire más frío, que viene de la interacción de los flujos de la cortina, se mantenga más próximo a la cortina, mientras que aire más caliente se concentra entre la fuente y la zona de succión hacia las recirculaciones.

Esta segregación de la temperatura puede ser medible en la instalación experimental para confirmar la influencia que genera en el flujo la presencia de la fuente de calor, tal cual fue observado de forma numérica.

8.3 Comparación en eje central de la cortina

Si se analiza la evolución que posee la velocidad media axial normalizada en el eje central de cada cortina se puede observar el distinto comportamiento que posee la simulación utilizando el modelo V2F. En la figura 8-4 se observa esta evolución, en donde se aprecia que los valores usando este modelo son mayores a los obtenidos por los otros dos métodos. Además se puede apreciar que las dos cortinas, la izquierda y la derecha, no siguen el mismo comportamiento pese a ser obtenidas por el mismo método.

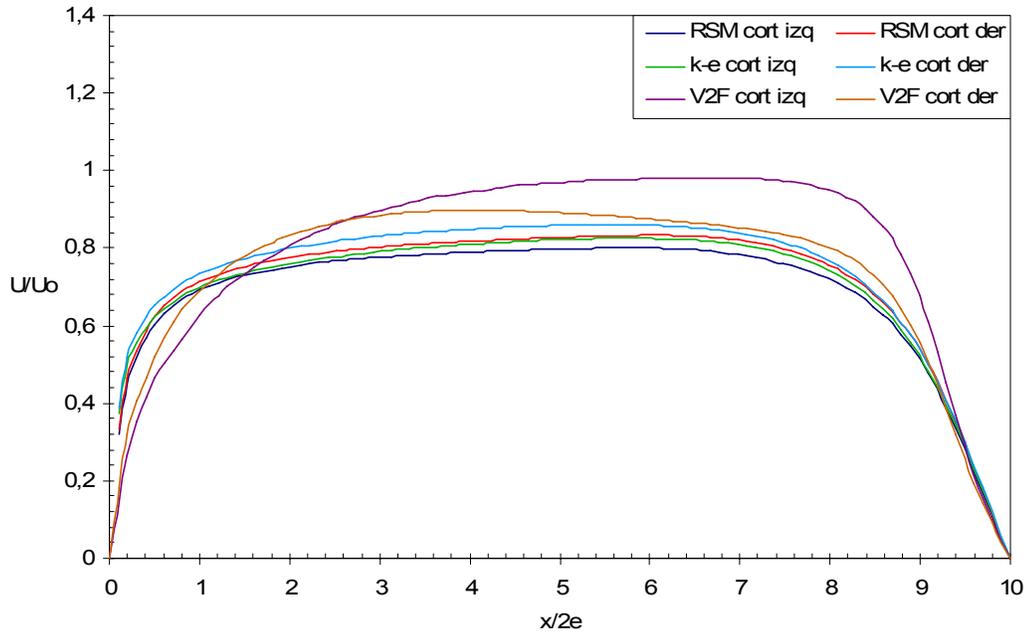


Figura 8-4: Evolución de la velocidad media axial U/U_0 en el eje central de las cortinas, comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.

Por otro lado, al comparar los modelos $k-\varepsilon$ y RSM se observa que poseen curvas con comportamientos iguales, en donde el modelo RSM posee valores levemente menores. Es importante destacar que en la zona de impacto prácticamente todas las cortinas poseen el mismo decaimiento de la velocidad, indicando que en la zona de impacto ($x/2e > 9.4$) los tres modelos son equivalentes.

Como se observa del campo de velocidad media en la figura 8-1, para el caso de la simulación utilizando el modelo V2F se tiene una baja interacción de los jets, los cuales se mantienen separados (pero adyacentes) hasta prácticamente el impacto. Debido a esta baja interacción de los jets la cortina tiende a desviar el punto de estancamiento hacia la zona confinada, pese a presentar una cortina que se desarrolla recta contra el suelo. Este desplazamiento del punto de estancamiento permitiría explicar el comportamiento diferente y los mayores valores observados en el eje de la cortina izquierda respecto al de la cortina derecha, ya que esta curva está tomada como una línea recta entre la placa separadora de la boquilla y el punto de estancamiento producido.

Al analizar la evolución en el eje de la cortina para la energía cinética turbulenta, la cual se observa en la figura 8-5, se aprecia que en este caso todos los modelos poseen comportamientos diferentes. De esta figura se observa que el modelo $k-\varepsilon$ predice una leve sobreestimación de esta energía para la zona inicial y central del jet respecto al modelo RSM, teniendo un comportamiento muy parecido para la zona del impacto. Por su parte el modelo V2F predice una fuerte subestimación de k para la zona inicial y la de impacto, mientras que en la zona central posee valores similares que para el modelo RSM (observados para la cortina derecha).

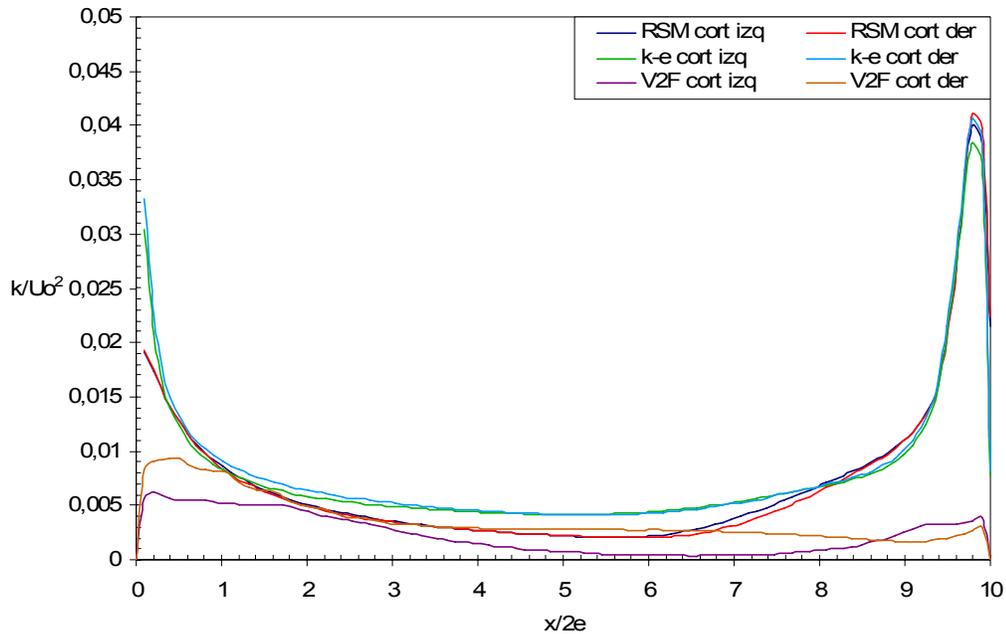


Figura 8-5: Evolución de la energía cinética turbulenta k/U_0^2 en el eje central de las cortinas, comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.

De igual forma, si se observa la evolución de la Intensidad de Turbulencia para la componente axial en la figura 8-6 se puede observar un comportamiento similar al obtenido anteriormente. En este caso el modelo $k-\varepsilon$ predice una intensidad levemente mayor al modelo RSM en la zona central de la cortina, mientras que predice valores levemente menores en la zona del impacto. En este caso se tiene además que en la zona inicial se observa una leve sobreestimación seguida de una subestimación de la intensidad respecto al modelo RSM, mostrando un comportamiento más abrupto.

Por su parte, el modelo V2F predice una importante subestimación de la intensidad en la zona inicial. Si se considera a la curva de la cortina derecha como representativa de este modelo, se puede considerar que para la zona central se tiene una intensidad de turbulencia igual al modelo RSM, lo que se extiende entre los niveles $x/2e = 1.4$ y 6.4 . Posteriormente este modelo predice valores muy por debajo a los predichos por los modelos $k-\varepsilon$ y RSM. Debido a que es en esta zona donde los otros dos modelos predicen valores de magnitud importante se puede considerar que este modelo predice una intensidad de turbulencia baja, indicando poca actividad turbulenta, lo cual puede ser responsable de una baja propagación de temperatura en el dominio y altas temperaturas en la zona confinada.

Un aspecto importante de mencionar corresponde a que solo el modelo RSM calcula directamente el valor de los esfuerzos de Reynolds con el cual se forma el valor de la Intensidad de Turbulencia. Para los otros dos modelos utilizados se ocupó la aproximación de Boussinesq para estimar los esfuerzos de Reynolds y luego la Intensidad de Turbulencia graficada en la figura 8-6.

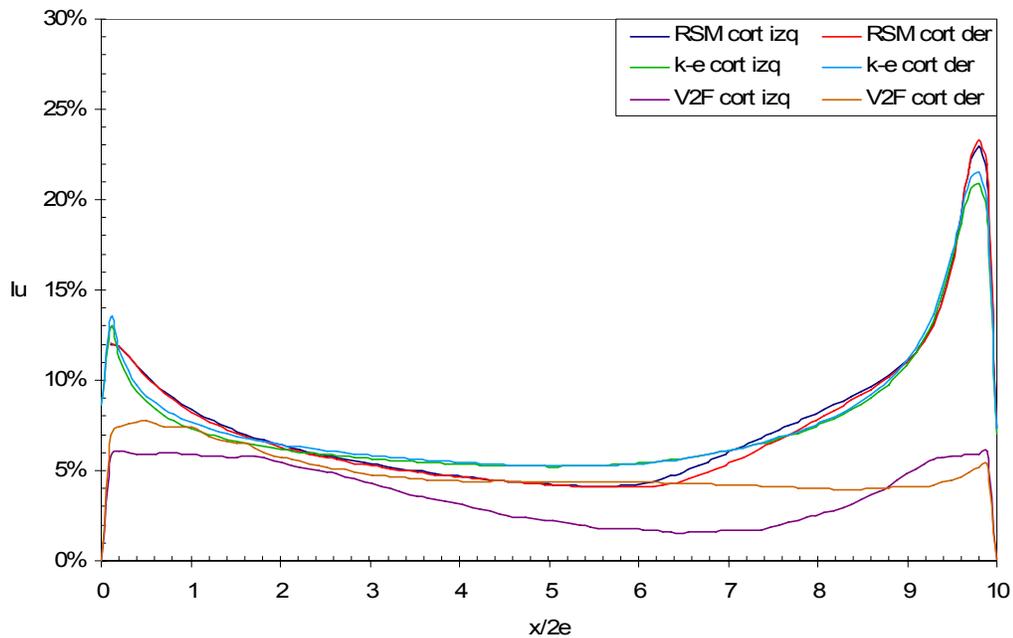


Figura 8-6: Evolución de la componente axial de Intensidad de Turbulencia I_u en el eje central de la cortina, comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.

8.4 Comparación en niveles transversales

Al analizar la evolución que tiene la velocidad media axial en cuatro distintos niveles del flujo (figura 8-7) se puede corroborar lo presentado anteriormente, es decir que en la zona de la cortina, entre los modelos de turbulencia $k-\varepsilon$ y RSM no existen mayores diferencias, mientras que el modelo V2F presenta un comportamiento que se aleja considerablemente de los dos anteriores. De estos gráficos se observa claramente la sobreestimación de la velocidad de la cortina y la baja interacción entre los jets, produciendo que la velocidad en la zona del impacto sea bastante superior para este modelo. Incluso se observa que para el nivel $x/2e = 9.2$ la cortina aún presenta las características de los jets que componen la cortina. Además se muestra el desplazamiento horizontal que poseen estas cortinas, especialmente la obtenida para la cortina derecha, principalmente producto de esta sobreestimación de la velocidad.

Cabe destacar que para los modelos $k-\varepsilon$ y RSM se tienen cortinas con magnitudes de velocidad prácticamente iguales para todos los niveles. Además se observa que para ambos modelos se produce la unión de los jets para un nivel próximo a $x/2e = 5.0$.

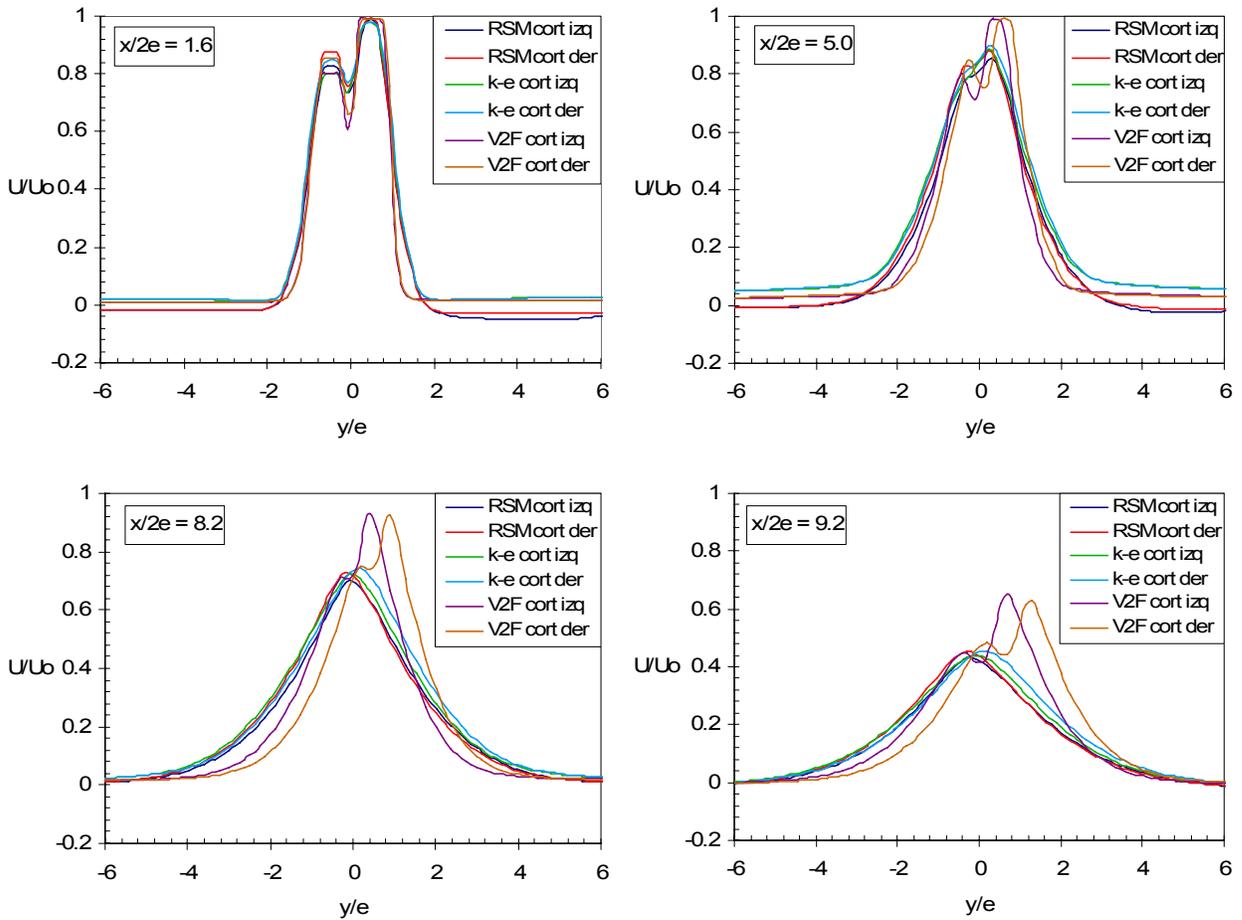


Figura 8-7: Distribución de la componente axial de la velocidad media U/U_0 , para ambas cortinas del dispositivo, a distintos niveles transversales; comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.

En la figura 8-8 se presenta la evolución de la energía cinética turbulenta para diferentes niveles transversales, en donde se aprecia claramente que existen diferencias en las magnitudes de la energía estimada. Se observa que para todos los niveles el modelo RSM predice valores mayores, luego le siguen el modelo $k-\varepsilon$ y por último el modelo V2F.

Para el nivel superior ($x/2e = 1.8$), próximo a la boquilla, se observa que tanto el modelo RSM como el $k-\varepsilon$ presentan los mismos máximos, tanto para las capas de mezcla como para la zona de interacción de los jets en el eje de simetría de la cortina; sin embargo, existe una clara sobreestimación de esta energía para el modelo $k-\varepsilon$ en la zona central de cada jet, mostrando unos mínimos locales mayores que los presentados por los otros dos modelos de turbulencia.

Al observar un nivel transversal más alejado de la boquilla se puede constatar que el mínimo local producido en el eje de simetría de la cortina es predicho de igual valor para los modelos RSM y $k-\varepsilon$. Como se mencionó anteriormente en este trabajo, este mínimo obtenido es muy importante ya que representa el mecanismo responsable de que la cortina sea un buen elemento para separar las dos zonas adyacentes a ella. Por su parte, el modelo V2F presenta un valor de este mínimo mucho menor que los otros modelos, lo que se vio reflejado en una mayor diferencia de temperatura entre las dos zonas adyacentes en la figura 8-3.

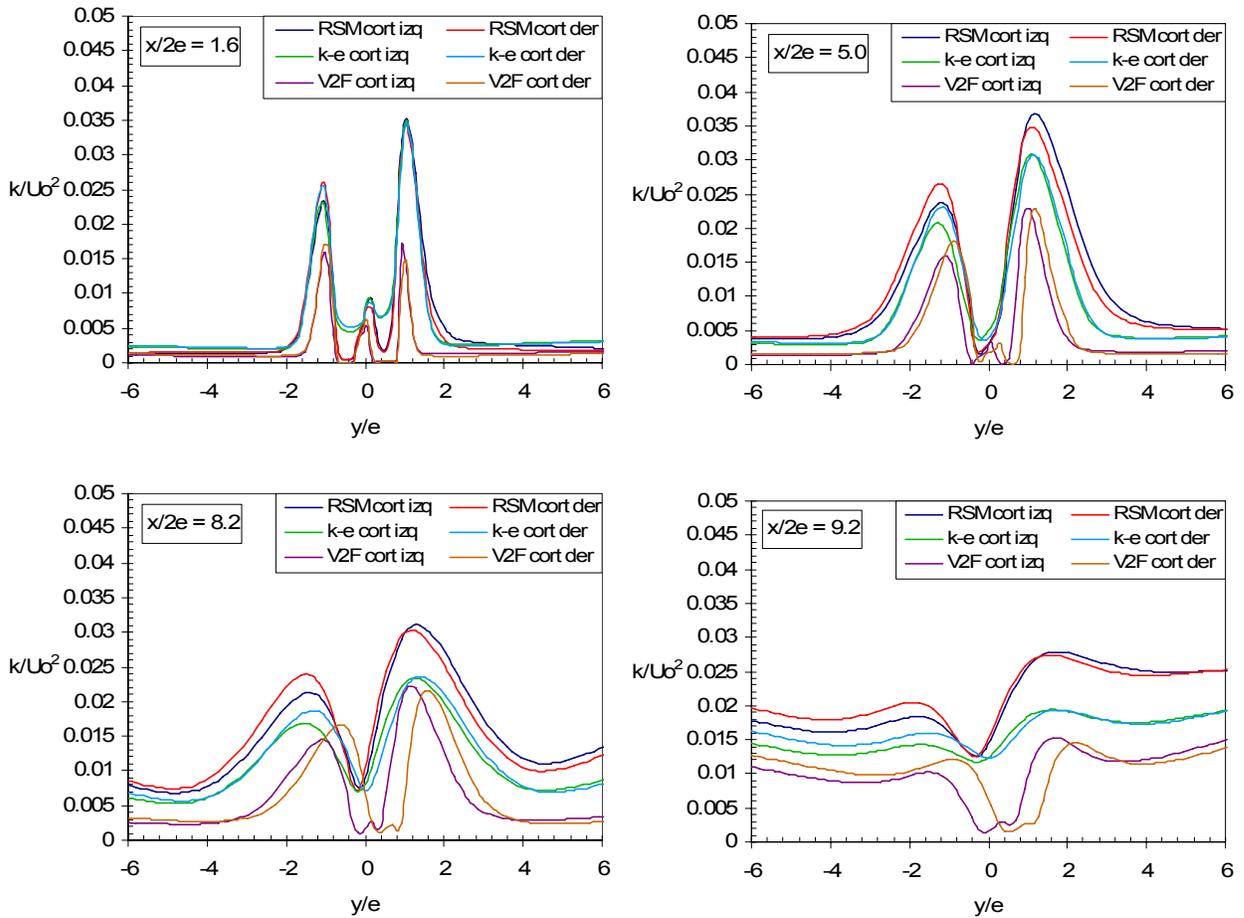


Figura 8-8: Distribución de energía cinética turbulenta k/U_0^2 , para ambas cortinas del dispositivo, a distintos niveles transversales; comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.

Otra característica que se observa de esta figura corresponde al ancho de las curvas obtenidas, en donde para los casos RSM y $k-\varepsilon$ se observa un ancho más o menos similar, mientras que para el modelo V2F se observan curvas más angostas, indicando que el espesor de las capas de mezcla para esta simulación es menor.

Al analizar la Intensidad de Turbulencia axial I_u (figura 8-9) se observa que claramente el modelo V2F predice una menor actividad turbulenta respecto a los otros dos modelos, llegando a una diferencia significativa para niveles cercanos al suelo. Para el caso del modelo $k-\varepsilon$ se observa que predice magnitudes de intensidad turbulenta entre los dos modelos estudiados, presentando un comportamiento (forma de las curvas) más parecido al modelo RSM. Por su parte, para el caso de la Intensidad de Turbulencia transversal I_v (figura 8-10) se observa que para todos los niveles las magnitudes son relativamente parecidas entre sí, respetándose a grandes rasgos el mismo orden mencionado para la figura anterior. Al analizar de forma global el modelo V2F, éste predice una menor actividad turbulenta que los otros dos casos, confirmando que este modelo no ha dado resultados satisfactorios pese a sus características adecuadas para flujos rodeados por paredes.

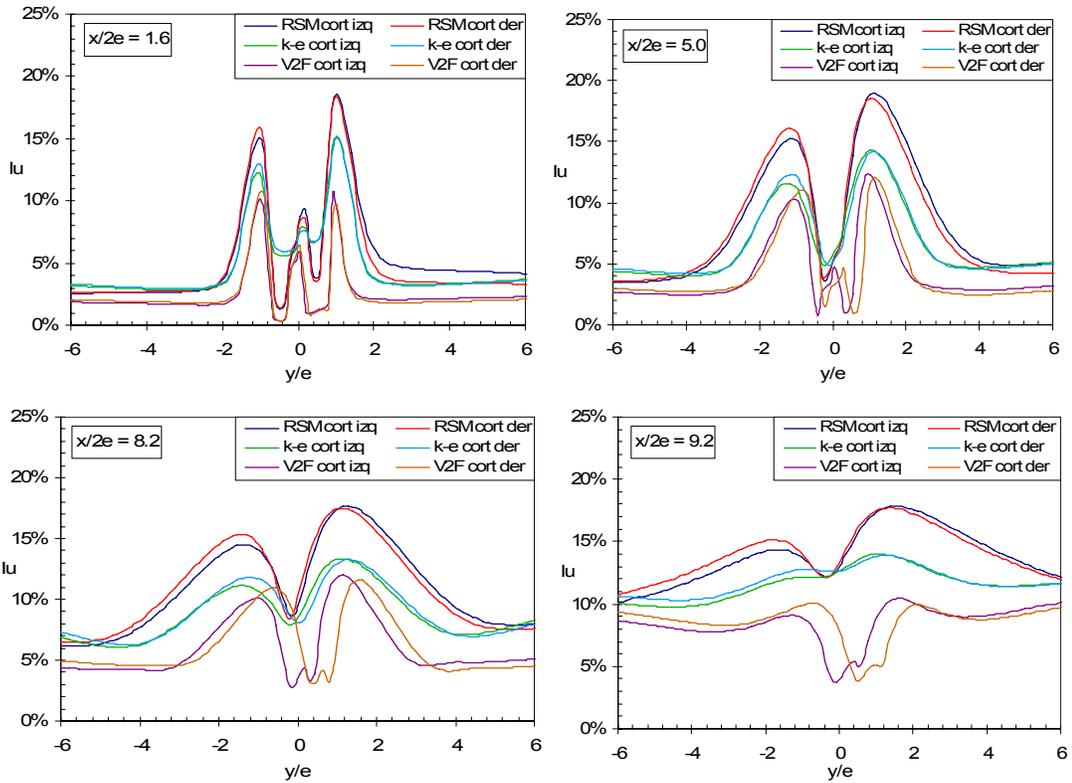


Figura 8-9: Distribución de la componente axial de Intensidad de Turbulencia I_u , para ambas cortinas del dispositivo, a distintos niveles transversales; comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\epsilon$ y V2F.

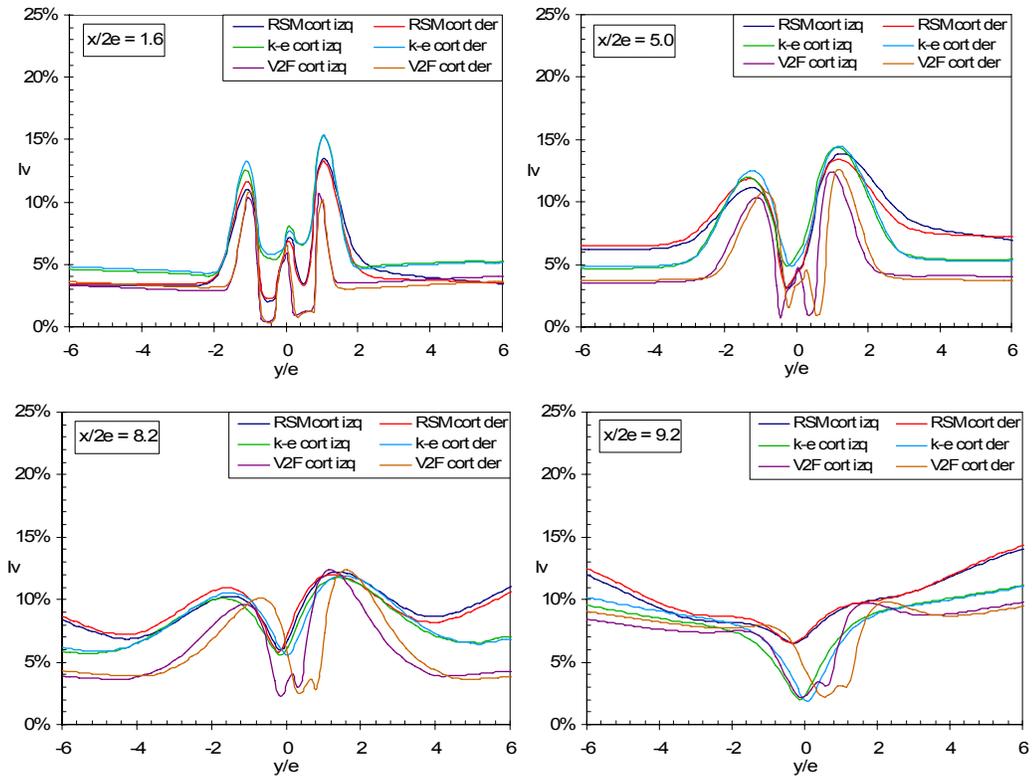


Figura 8-10: Distribución de la componente transversal de Intensidad de Turbulencia I_v , para ambas cortinas del dispositivo, a distintos niveles transversales; comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\epsilon$ y V2F.

Si se analiza la evolución de los esfuerzos de Reynolds para los distintos niveles transversales (figura 8-11) se puede observar que para los primeros niveles los modelo RSM y $k-\varepsilon$ poseen la misma curva, mientras que para los niveles inferiores se tiene que los modelos $k-\varepsilon$ y V2F se comportan de manera muy parecida. De todas formas el modelo RSM presenta la mayor magnitud de $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ para todos lo niveles, mientras que el modelo V2F presenta la menor magnitud. De esta figura también se observa la diferencia en el espesor de las capas de mezcla dadas por un alto esfuerzo de corte o equivalentemente por un alto esfuerzo de Reynolds.

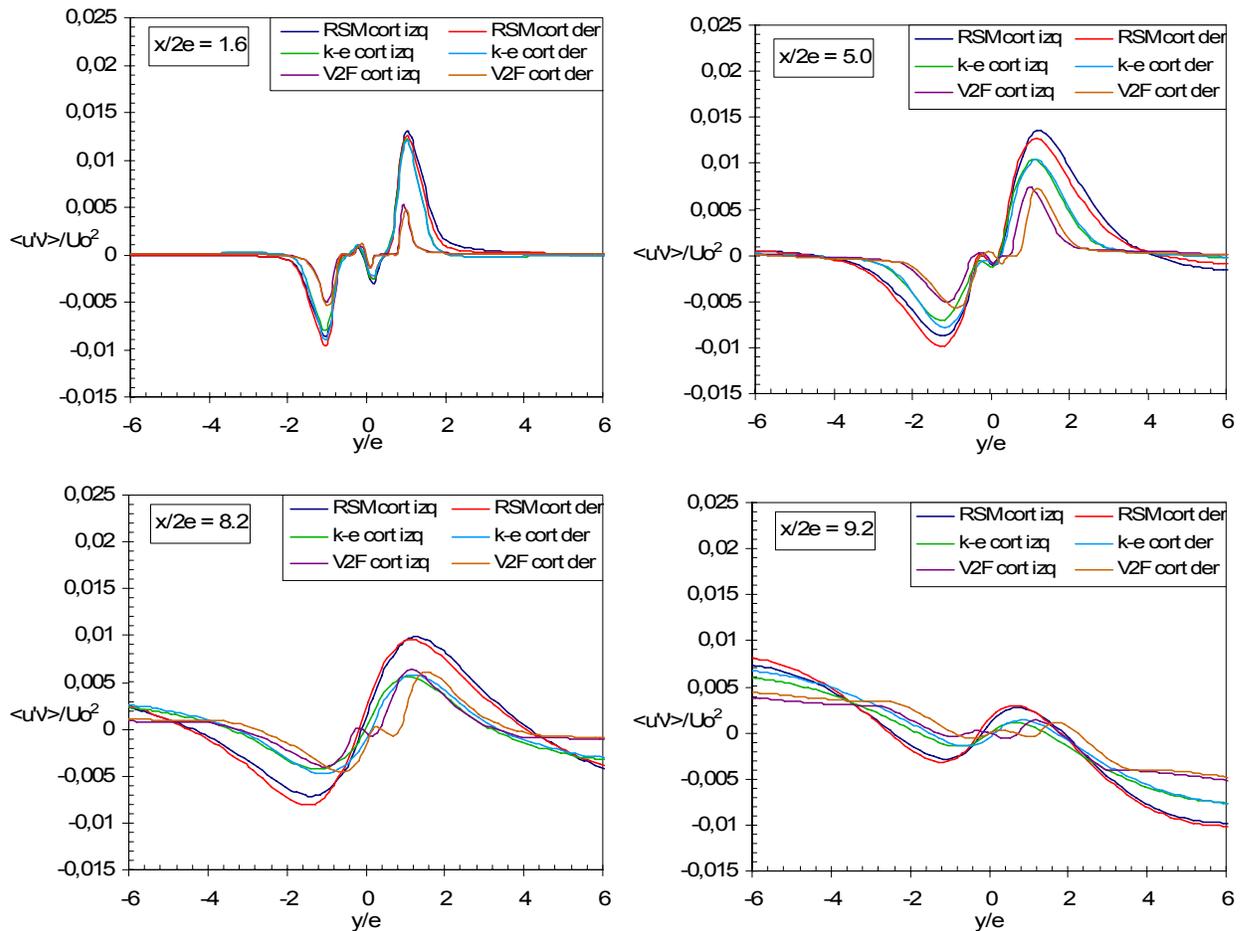


Figura 8-11: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$, para ambas cortinas del dispositivo, a distintos niveles transversales; comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.

En la figura 8-12 se presenta la evolución de la temperatura normalizada (por la temperatura del jet caliente T_0) para los distintos niveles transversales. De esta figura se aprecia que para la zona protegida (zona izquierda de los gráficos) los modelos $k-\varepsilon$ y RSM predicen una razón de temperaturas idéntica, de $T/T_0 = 0.78$ para la cortina izquierda y de 0.84 para la cortina derecha, mientras que el modelo V2F predice una razón de temperaturas levemente menor, de $T/T_0 = 0.75$ para la cortina izquierda y de 0.82 para la cortina derecha. Pese a que esto es una característica deseada ya que refleja una mayor eficiencia en la confinación de la temperatura, es producto de la menor Intensidad de Turbulencia y la menor interacción de los jets de cada cortina observados para este modelo.

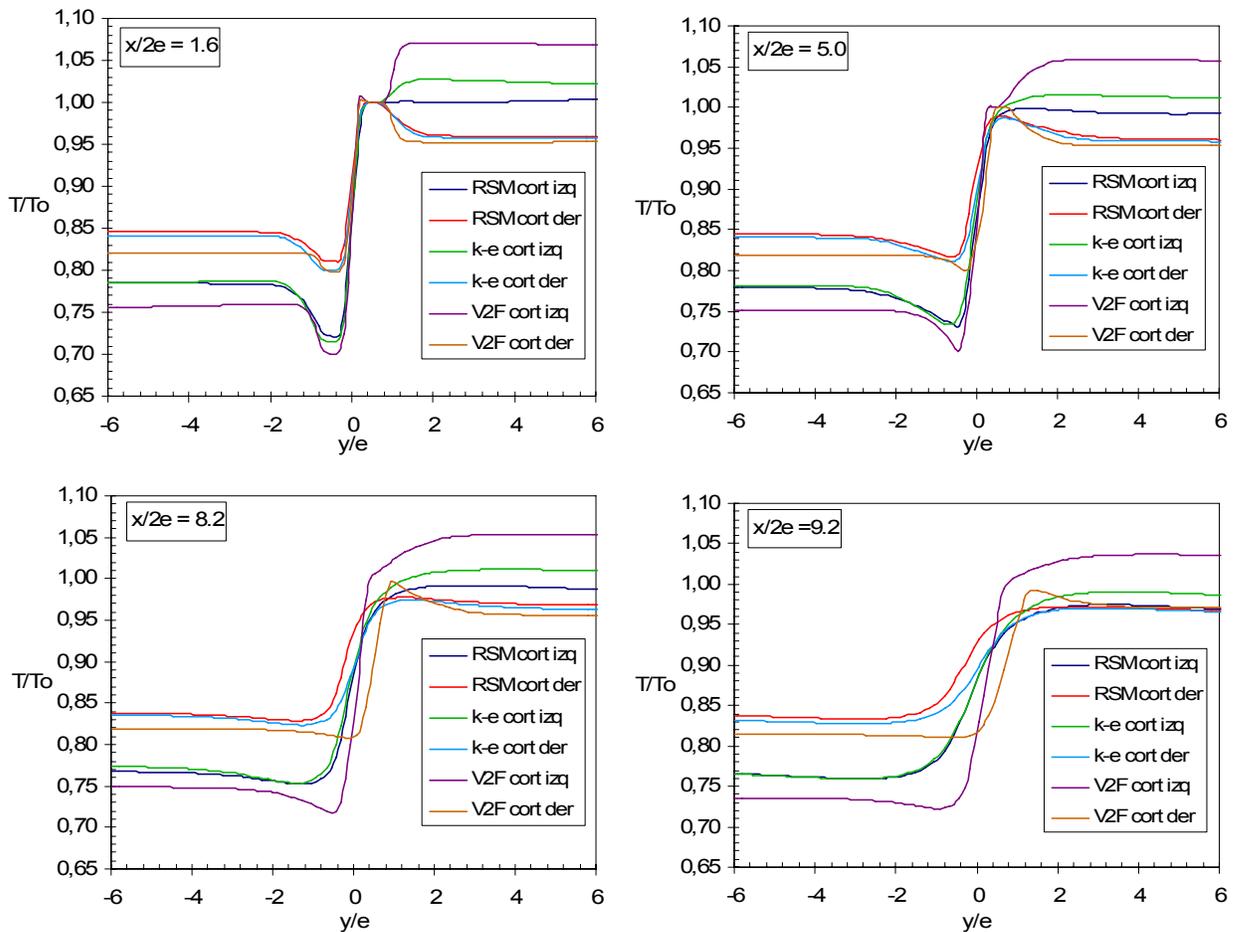


Figura 8-12: Distribución de temperatura T/T_0 , para ambas cortinas del dispositivo, a distintos niveles transversales; comparación modelos de turbulencia RSM, $k-\varepsilon$ y V2F.

8.5 Conclusiones del capítulo

A través del desarrollo de este capítulo se pudo observar que el desempeño del modelo de turbulencia V2F no se adecua de forma satisfactoria al problema estudiado, presentando un comportamiento muy diferente al observado por los otros dos modelos utilizados. La principal razón que se atribuye a este comportamiento anómalo, el cual se cree es responsable de todas las diferencias observadas, es la poca interacción de los jets que componen la cortina, manteniéndose como entidades independientes hasta que prácticamente impactan contra el suelo, lo cual no sucede en la realidad.

Por su parte, el modelo $k-\varepsilon$ standard presenta un comportamiento aceptable respecto al modelo RSM, siendo una alternativa interesante dada la menor cantidad de recursos necesarios para realizar la simulación. Sin embargo, este modelo presenta una importante falencia dada por la baja interacción que tiene la temperatura en el desarrollo del flujo en la zona confinada, llegando a no reproducir ni influir de ninguna forma la presencia de la fuente de calor en el campo de acción de los jets de pared. Cabe destacar que en esta zona la temperatura es considerable ya que la fuente de calor se encuentra aproximadamente a una temperatura de 1100°C , por lo que se espera que en esta zona exista convección mixta afectando la dinámica del flujo.

Por lo tanto se puede decir con propiedad que el modelo de turbulencia RSM predice de mejor forma el fenómeno fluidodinámico-térmico que es necesario estudiar sin disponer todavía de pruebas experimentales completas que sustenten los resultados obtenidos en cada simulación. Además es importante mencionar que este modelo de turbulencia representa una buena alternativa entre una aplicación netamente científica y una ingenieril, en donde en la primera se requiere el comportamiento lo más preciso posible y en la segunda se requiere que funcione adecuadamente para su aplicación como dispositivo de confinación, existiendo un compromiso adecuando entre precisión y rapidez de resolución.

9 Variación del Número de Reynolds

En este capítulo se realiza una serie de simulaciones térmicas con el fin de comparar el desempeño del dispositivo de confinación para distintas condiciones de operación, lo cual se traduce al final en diferentes condiciones del número de Reynolds compuesto definido en un capítulo anterior. Debido a que el interés de este trabajo es el estudio del comportamiento del dispositivo de confinación como una unidad completa los parámetros que se variarán en cada caso corresponden a parámetros controlables en el dispositivo experimental.

9.1 Variación del Δp de los ventiladores

En esta sección se incluyen tres simulaciones en donde el parámetro de variación corresponde a la diferencia de presión que generan los ventiladores que impulsan el flujo de los jets que componen cada cortina. Todo el resto de los parámetros (controlables) de cada simulación se mantendrán de forma constante.

Los casos en estudio en esta sección corresponden a:

- Caso I: Ventilador caliente $\Delta p = 280\text{Pa}$, Ventilador frío $\Delta p = 260\text{Pa}$.
- Caso II: Ventilador caliente $\Delta p = 170\text{Pa}$, Ventilador frío $\Delta p = 130\text{Pa}$.
- Caso III: Ventilador caliente $\Delta p = 100\text{Pa}$, Ventilador frío $\Delta p = 70\text{Pa}$.

La elección de las presiones para cada caso fue realizada tratando de obtener cortinas que incidan de forma perpendicular al suelo, manteniendo una diferencia de 5m/s entre los jets de cada cortina.

Respecto al resto de los parámetros, se considera que la fuente de calor disipa 250kW/m^2 , es decir, una potencia de 9.5kW/m dado que la geometría considerada es bidimensional. Para cada caso se considera el modelo radiativo S2S y las condiciones de borde se mantienen tal como fueron mencionadas en el capítulo 4. Es importante hacer notar que la fuente de calor se encuentra próxima a la cortina izquierda del dispositivo, por lo que ésta será más susceptible a las variaciones que las condiciones de operación que sean impuestas. El dominio considerado corresponde al dispositivo completo en su forma bidimensional. El aire es considerado como fluido newtoniano, con una densidad que sigue la ley de los gases ideales incompresibles (debido a los bajos valores de diferencia de presión), su calor específico se consideró como constante, su conductividad térmica se modeló a través de la teoría cinética, su viscosidad dinámica está determinada por la ecuación de Sutherland de dos parámetros y su peso molecular se consideró constante. Las paredes serán consideradas de acero, con una conductividad térmica constante y una emisividad unitaria.

9.1.1 Efecto en la boquilla de la cortina

Los valores de temperatura, velocidad y número de Reynolds obtenidos en las boquillas para cada jet para los tres casos analizados se resumen en la siguiente tabla:

Caso	Cortina	Δp [Pa]	T_J [K]	U_J [m/s]	Re_J
I	Izq.	280	420.303	26.1621	6961.439
		260	303.022	21.8076	10242.292
	Der.	280	372.091	24.6407	8083.519
		260	301.532	21.7867	10322.017
II	Izq.	170	435.728	20.6083	5156.785
		130	306.078	15.4700	7138.109
	Der.	170	382.768	19.3677	6050.830
		130	303.045	15.4298	7245.883
III	Izq.	100	453.534	16.0085	3742.272
		70	310.777	11.3486	5097.601
	Der.	100	395.699	15.0671	4445.636
		70	305.473	11.3061	5235.071

Tabla 9-1: Valores en la boquilla, casos variando Δp .

Como se aprecia de esta tabla y más claramente en la figura 9-1, al disminuir la velocidad de los flujos calientes se obtiene un aumento de la temperatura de éstos. Por su parte el número de Reynolds, como función implícita de la temperatura, no varía de la misma forma que los parámetros anteriores, dependiendo tanto de la velocidad como de las propiedades del flujo. En este caso las curvas muestran que al disminuir la velocidad y aumentar la temperatura se tendrá una disminución importante del número de Reynolds, en donde se complementan ambos efectos. En la figura 9-1 se pueden apreciar las relaciones entre la temperatura y la velocidad recién mencionada (graf. izq.) y el comportamiento del número de Reynolds observado al variar la velocidad (graf. der.). De esta figura se observa además que para cada caso el jet caliente de la cortina izquierda tendrá valores de Reynolds menores que para el mismo jet de la cortina derecha, dado principalmente por la mayor temperatura que posee el primero mientras se tienen velocidades bastante parecidas, dominando el efecto de la temperatura.

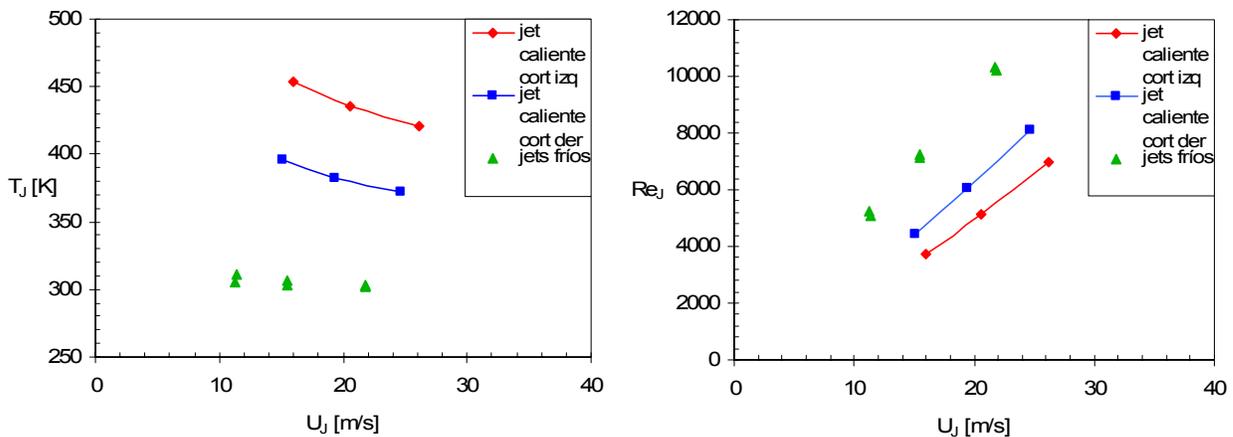


Figura 9-1: Evolución de la temperatura del jet T_J (izq.) y del número de Reynolds del jet Re_J (der.) al variar la velocidad del jet U_J ; casos variando Δp de los ventiladores.

Por otro lado, es importante mencionar que el aumento de temperatura puede conllevar problemas estructurales y operacionales en el dispositivo de confinación, por lo que la temperatura máxima de operación juega un papel fundamental en la elección de una velocidad adecuada para los jets de cada cortina.

Analizando de forma particular el comportamiento en las boquillas, en la figura 9-2 se observan las componentes de la velocidad media normalizada en la boquilla de cada cortina. Se aprecia que, independientemente de los valores de temperatura o velocidad obtenidos, a medida que disminuye el número de Reynolds de cada jet se tendrá un perfil de velocidad más redondeado, perdiendo sus características de jet turbulento y volviéndose cada vez más laminar. Para el caso de menor número de Reynolds analizado se aprecian curvas casi parabólicas tanto para el jet frío como para el jet caliente, con valores de Reynolds de 3700 y 5100 respectivamente. Para el caso de la componente transversal de la velocidad se observa que las curvas no cambian ni de comportamiento ni de valores (significativamente) para todos los casos analizados.

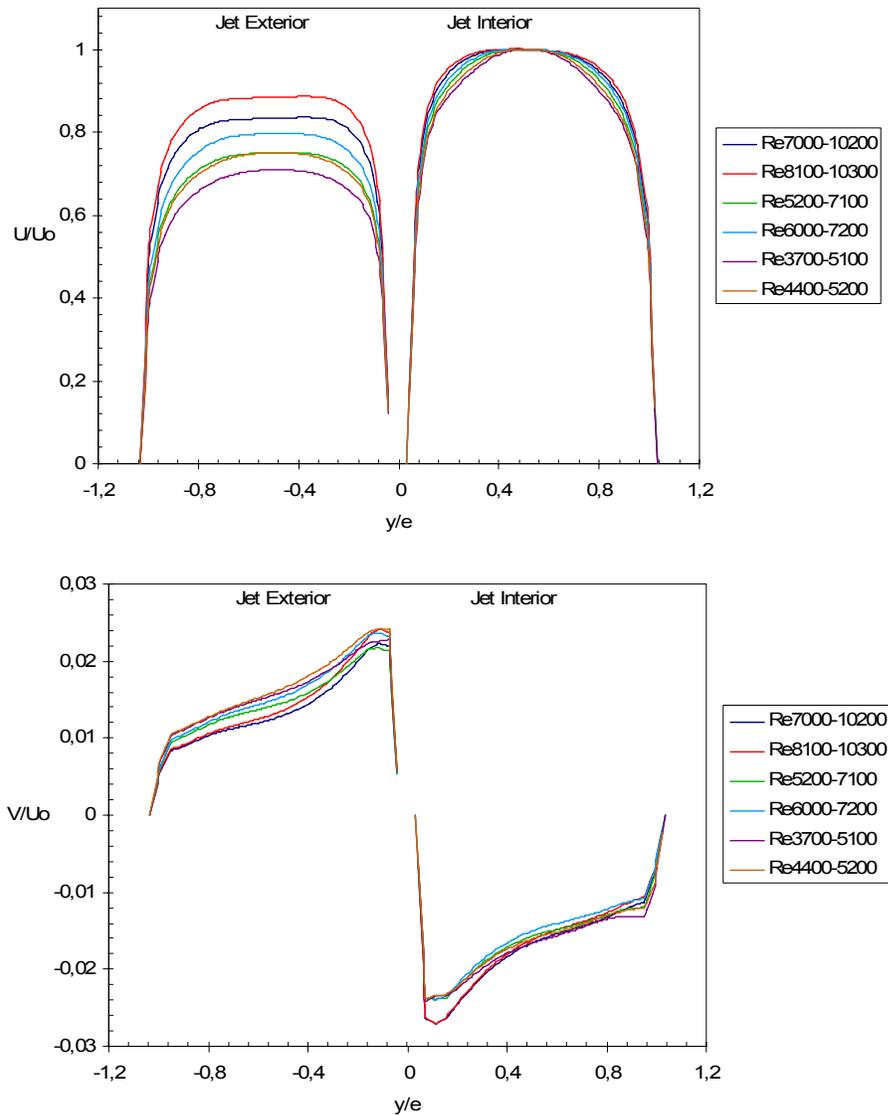


Figura 9-2: Perfiles de velocidad media en la boquilla de la cortina, velocidad media axial U/U_0 (arriba), velocidad media transversal V/U_0 (abajo), casos variando Δp de los ventiladores.

Es necesario mencionar que para caracterizar más fácilmente los casos estudiados, se aproximó el número de Reynolds a una cantidad con 2 o 3 cifras significativas según sea el caso, sin embargo, los valores reales obtenidos en cada jet son los mostrados en la tabla 9-1.

En la figura 9-3 se aprecia la energía cinética turbulenta normalizada para los tres casos estudiados. De esta figura se observa que, al igual que para el caso de la velocidad axial, a medida que el número de Reynolds disminuye la energía cinética turbulenta tendrá un perfil cada vez más angosto y redondeado, mostrando la influencia de este parámetro en el comportamiento de los jets. Además se observa que a menores valores del número de Reynolds se tendrá un aumento de la energía cinética turbulenta normalizada, lo que se aprecia especialmente para los jets internos (curvas de la derecha). El valor máximo obtenido en la boquilla para los tres casos analizados corresponde a un valor de 0.0224, el cual se produce adyacente al borde de la boquilla para la cortina con $Re_{3700-5100}$, que corresponde a la cortina izquierda del caso III.

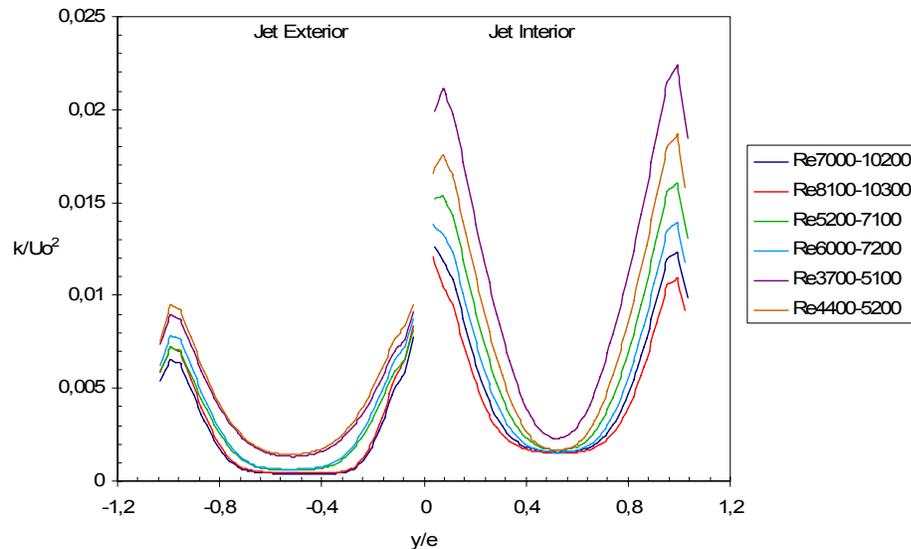


Figura 9-3: Perfiles de energía cinética turbulenta en la boquilla de la cortina k/U_0^2 , casos variando Δp de los ventiladores.

9.1.2 Efecto en el campo de temperatura

En la figura 9-4 se observa el campo de temperatura obtenido para cada caso considerado, en donde se aprecia el aumento de la temperatura al disminuir las velocidades de los jets. Se aprecia que las temperaturas aumentan considerablemente, tanto en la zona confinada como en la zona protegida, pasando de temperaturas cercanas a 146°C para la zona confinada del caso I a 160°C y 175°C para los casos II y III respectivamente. Respecto a las zonas protegidas se pasó de 54°C para el caso I a 67°C para el caso II y a 82°C para el caso III. Este comportamiento también puede ser observado de forma experimental, especialmente en la zona confinada, tal como se aprecia en la figura 9-5. En esta figura se presentan los campos de temperatura de tres casos experimentales en los cuales se varió el número de Reynolds del jet caliente de la cortina (3000, 6000 y 8000) mientras se mantuvo constante el número de Reynolds del jet frío (8000); estos casos fueron obtenidos con una potencia disipada por la fuente de calor a 2.3kW , lo cual es un poco menor a la impuesta en las simulaciones (9.5kW/m que corresponden a 2.85kW equivalentes), por lo que los campos de temperatura son un poco menores. Para obtener una equivalencia o escalamiento entre la potencia utilizada en los casos experimentales y numéricos y un túnel real revisar el Anexo A, en donde se describen las leyes de similitud consideradas en este estudio.

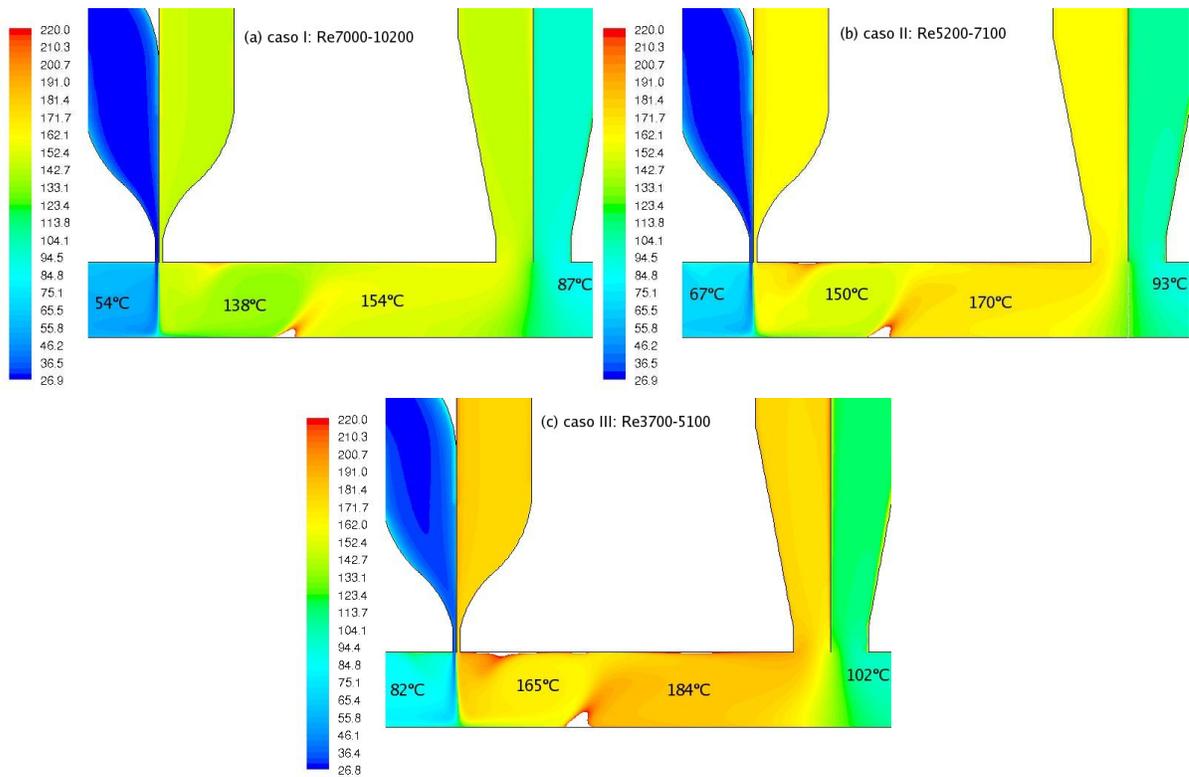


Figura 9-4: Campos de Temperatura T , hasta 220°C: (a.) caso I Re7000-10200; (b.) caso II Re5200-7100; (c.) caso III Re3700-5100; casos variando Δp de los ventiladores.

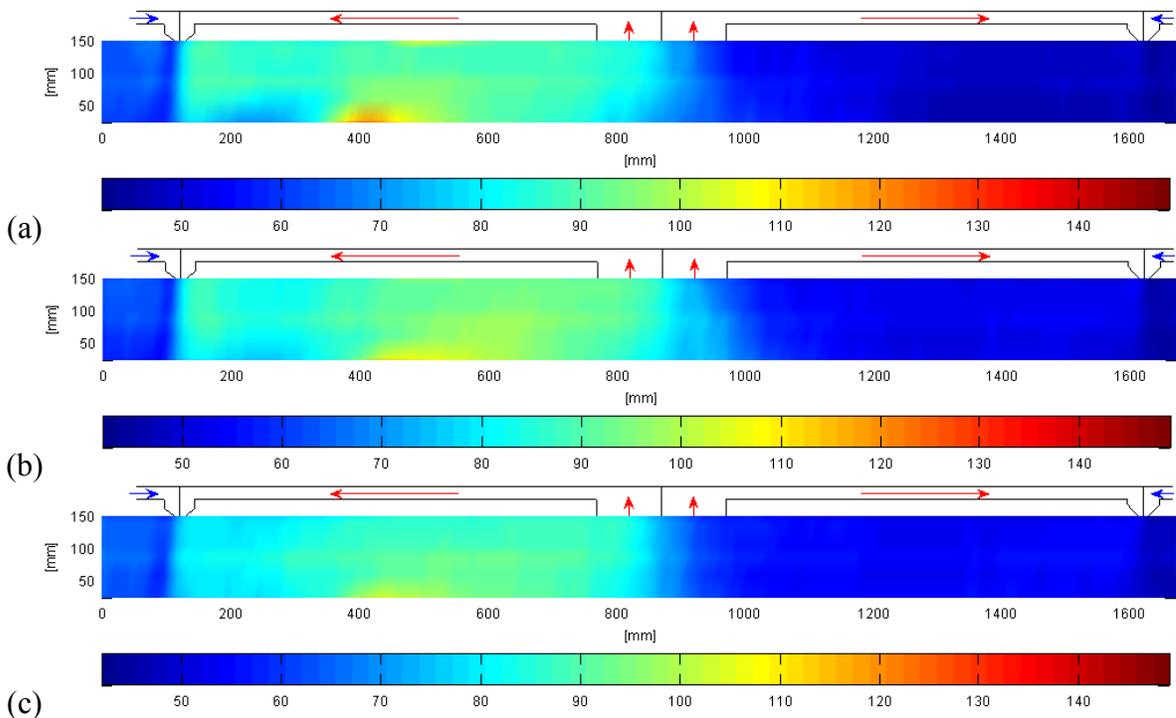


Figura 9-5: Campos de temperatura experimentales, [°C]: (a) Re3000-8000; (b) Re6000-8000; (c) Re8000-8000. Potencia disipada por la fuente: 2.3kW. Datos experimentales obtenidos de Celis[20].

Al comparar ambos resultados (numéricos vs. experimentales) se observa la alta similitud en la distribución de la temperatura en la zona confinada, en donde para velocidades de jet menores se tienen penachos más marcados, mientras que para mayores velocidades se favorece el transporte

de esta temperatura. Por su parte, es claro que las magnitudes obtenidas difieren bastante (50° aproximadamente para las zonas confinadas), tanto por la menor potencia disipada por la fuente como por una importante variación en la temperatura de los jets fríos, los cuales son inyectados a 40°C aproximadamente, 13 grados más que los estimados inicialmente e impuestos en las simulaciones. Esta diferencia de temperatura de los jets fríos se produce principalmente por el aumento de la temperatura de su conducto de circulación, el cual se calienta por conducción y a su vez calienta el flujo. Este efecto no es observado de forma numérica, manteniéndose la temperatura con que ingresa el aire al dispositivo. Esto produce una importante variación en la temperatura principalmente en las zonas protegidas, como se verá posteriormente.

Cabe destacar que para el caso experimental con un Reynolds compuesto $\text{Re}8000\text{-}8000$ se aprecia una leve inclinación de esta cortina hacia la zona protegida, indicando que es necesario utilizar jets fríos con mayor número de Reynolds que los jets calientes para obtener una cortina que impacta el suelo de forma perpendicular.

De estas figuras se observa la influencia de la fuente de calor afectando tanto la temperatura del flujo así como sus propiedades y la dinámica del jet de pared que se forma luego del impacto. Esta influencia de la temperatura indica que ésta juega el rol de escalar activo en el desarrollo de las simulaciones, especialmente en la zona confinada. Esto puede ser corroborado al observar el campo de velocidad medio para las simulaciones (figura 9-6), en donde se observa que la recirculación del lado confinado de la cortina, la que está directamente sobre la fuente de calor, se produce más cerca de la cortina que la del lado exterior. Para los dos primeros casos se obtuvo que esta distancia no varía, indicando la gran influencia que produce la fuente de calor y la temperatura que de ésta sale en el desarrollo del flujo. En esta zona, la diferencia de densidad producto de la alta temperatura genera un empuje en el flujo obligándolo a subir y formar la recirculación observada. Para el caso III se tiene que ambas recirculaciones, una a cada lado de la cortina, se producen más o menos a la misma distancia de la cortina producto de que la velocidad de los jets de pared que las forman es muy baja. Para este caso la influencia de la fuente de calor no se logra apreciar completamente como en los dos primeros casos.

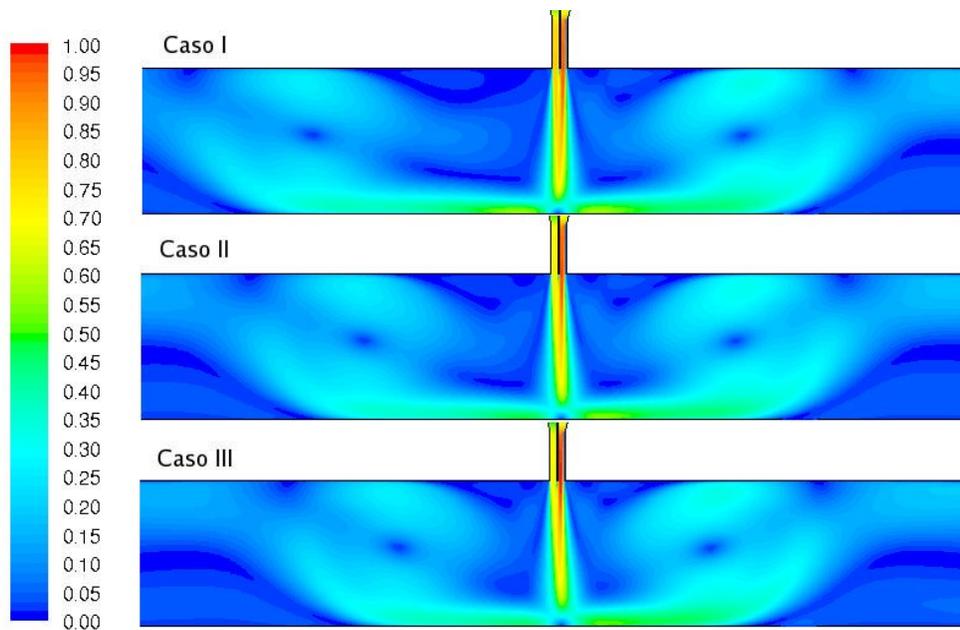


Figura 9-6: Campos de velocidad media normalizada para la zona izquierda del dispositivo: caso I Re7000-10200 (sup.); caso II Re5200-7100 (med.); caso III Re5200-7100 (inf.); casos variando Δp de los ventiladores.

Volviendo a la figura de los campos de temperatura (figura 9-4), al observar la zona de las tomas de recirculación en el centro del dispositivo, se aprecia que para los tres casos existe una gran preferencia de que la recirculación izquierda absorba todo el flujo caliente, cediendo una pequeña porción que es recirculada por el circuito derecho. Este simple hecho, en conjunto con la transferencia de calor por radiación, condicionan la importante diferencia de temperatura entre los dos lados confinados del dispositivo, obteniendo un reducido traspaso por medios conductivos y convectivos entre estas zonas. Este efecto podría ser disminuido si se incluyera una precámara, previa a la zona de aspiración de las recirculaciones, en donde se podría homogenizar más la temperatura que será recirculada en cada lado y así disminuir la temperatura de la zona confinada, lo que a su vez permitiría tener temperatura menores en las zonas protegidas. Sin embargo, la implementación de esta precámara requiere de un estudio más detallado que va más allá de los alcances de este trabajo. Esta diferencia de temperatura observada numéricamente en la zona de absorción también es observada de forma experimental, produciendo a su vez una importante diferencia de temperatura entre las dos zonas confinadas.

Si se observa la zona de las cortinas se puede apreciar que existe una gran diferencia de temperatura en una zona muy angosta, indicando un importante gradiente de temperatura. Esto corresponde a una característica deseada ya que una minimización de la superficie de intercambio entre dos zonas adyacentes producirá un menor intercambio de temperatura y masa, lo que conlleva a un aumento de la eficiencia del confinamiento. A su vez, de esta figura también se observa la importancia de que la cortina impacte de forma perpendicular al suelo evitando de esta forma que una porción de alguno de los jets pase a la zona que no le corresponde.

Un efecto interesante que se observa en los tres casos numéricos, aunque con mayor intensidad para el caso III, es una zona de baja velocidad y alta temperatura en la parte superior del túnel, adyacente a la boquilla. Esto es producido debido a que en esa zona la recirculación principal se aleja del techo generando una recirculación secundaria más pequeña, la cual mantiene su estructura prácticamente “hermética”, calentándose debido al flujo caliente que pasa a su

alrededor y por conducción que recibe de la superficie superior, la cual está expuesta directamente a la radiación de la fuente de calor. Experimentalmente este efecto también se observa, pero mucho menos significativo.

9.1.3 Efecto en el eje de la cortina

Para realizar esta comparación se consideró el eje central de la cortina como una línea recta entre la placa separadora en la boquilla y el punto de estancamiento producido en el impacto contra el suelo. Esto fue considerado de esta forma para corregir en cierta forma las pequeñas variaciones de inclinación que posee cada cortina, permitiendo comparar de mejor forma los perfiles obtenidos de cada simulación.

En la figura 9-7 se presenta la velocidad media axial normalizada para cada cortina, en donde se observa que para los niveles superiores ($x/2e < 4$) existen dos curvas claramente marcadas. Esto encierra dos hechos que deben ser comentados; el primero corresponde a la posición de las curvas, es decir, que las curvas de la cortina derecha se encuentran por sobre las curvas de la cortina izquierda, mostrando valores levemente mayores. Este efecto está dado por la diferencia de velocidad con que son emitidos los jets de cada cortina, siendo especialmente afectados los flujos con mayor temperatura, es decir, los de la cortina izquierda. El otro efecto que debe ser destacado es que para la zona inicial del flujo la cortina es independiente del número de Reynolds formando únicamente dos curvas, las que se mantienen hasta el nivel $x/2e = 4$ aproximadamente. Por lo tanto, en la etapa inicial del flujo se tiene dependencia de la temperatura, pero no del número de Reynolds.

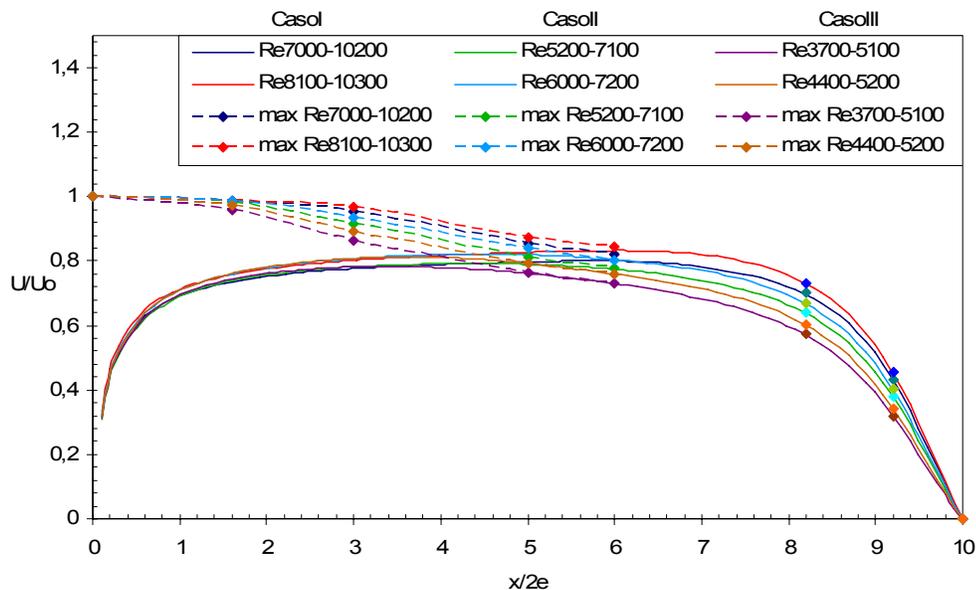


Figura 9-7: Distribución de velocidad media axial U/U_0 en el eje central de la cortina y máximos en cada nivel transversal analizado, casos variando Δp de los ventiladores.

Una vez perdida la coherencia de los flujos se observa que cada cortina tiene un comportamiento particular, mostrando una clara dependencia del número de Reynolds. Se observa que las cortinas con un menor número de Reynolds compuesto presentan un decaimiento anticipado respecto a las cortinas con valores mayores.

En esta figura también se incluyó la velocidad máxima observada para cada nivel transversal de cada una de las cortinas, en donde se observa claramente que estas curvas también decaen antes para los flujos con números de Reynolds compuestos menores.

En la figura 9-8 se observa la evolución de la Intensidad de Turbulencia axial I_u para el centro de las cortinas, en donde se aprecia que para casi todo el rango de estudio las curvas con mayor número de Reynolds compuesto presentan menores intensidades de turbulencia. Para el Caso I se obtuvo el mínimo de los tres casos analizados, con un valor de intensidad del 4% para el centro de ambas cortinas, indicando que, pese a que este valor es bajo, no alcanza a volverse laminar el flujo en esta zona. Por otro lado, se observa que en la zona de impacto existen diferencias en el espesor de la zona de alta turbulencia, presentando menores espesores para los flujos con mayores velocidades. Luego se aprecia que todas las cortinas se comportan de manera idénticas para la zona adyacente al impacto ($x/2e > 9.6$), alcanzando el mismo máximo. Esto último indica que el nivel de turbulencia alcanzado en la zona de impacto es prácticamente el mismo en los tres casos, independientemente del número de Reynolds con que fueron emitidos los jets de las cortinas.

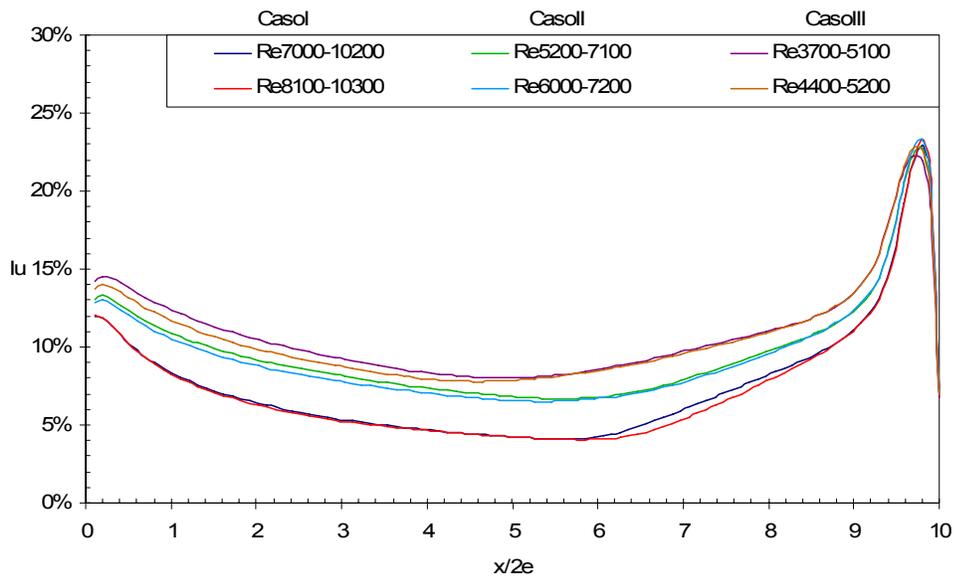
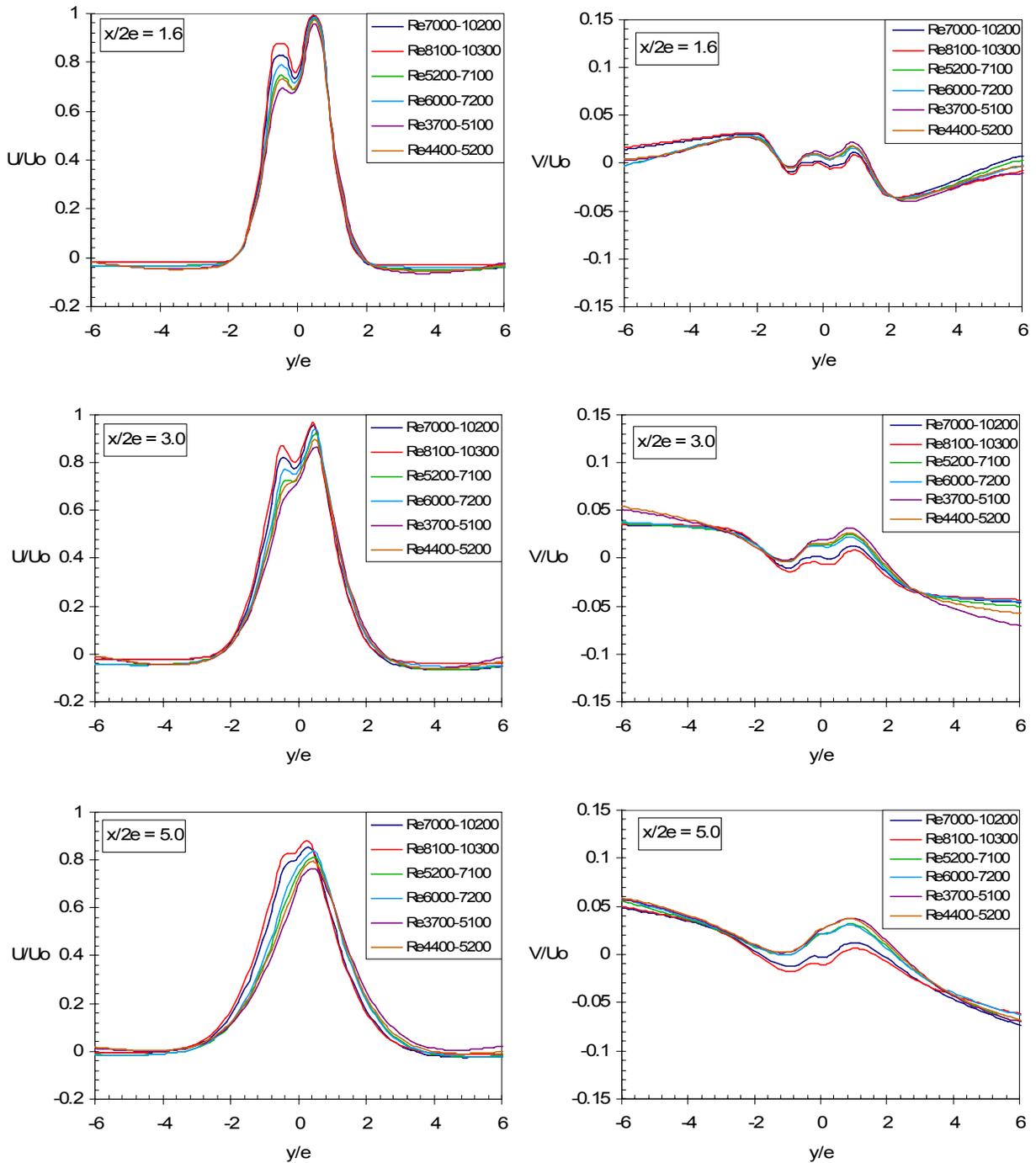


Figura 9-8: Distribución de la componente axial de Intensidad de Turbulencia I_u en el eje central de la cortina, casos variando Δp de los ventiladores.

9.1.4 Efecto en perfiles transversales

En la figura 9-9 se presenta la evolución de ambas componentes de la velocidad media normalizada para los tres casos analizados, en donde se aprecia que estas curvas se comportan de manera bastante similar entre sí para todos los niveles. De la evolución de la componente axial de la velocidad se puede observar que a medida que disminuye el número de Reynolds compuesto de cada cortina se tendrá un aumento en la inclinación de ésta hacia la zona interior (zona confinada), junto con una disminución en la magnitud de las curvas (normalizadas). Esta diferencia en la inclinación está dada por un bajo valor del número de Reynolds de la cortina exterior (Re_{cold}) en los casos II y III; producto a su vez de una baja razón entre las diferencias de presión en los ventiladores que impulsan el flujo de cada jet. Para el Caso I se tiene que la razón entre las diferencias de presión en los ventiladores es de $\Delta p_{cold}/\Delta p_{hot} \approx 0.93$, mientras que en los

casos II y III esta razón fue de 0.77 y 0.70 respectivamente. Pese a la notable diferencia entre estas razones, las curvas resultantes no evidencian un cambio importante en la inclinación de las cortinas, indicando que el sistema es en general estable y no tan susceptible a esta condición de operación.



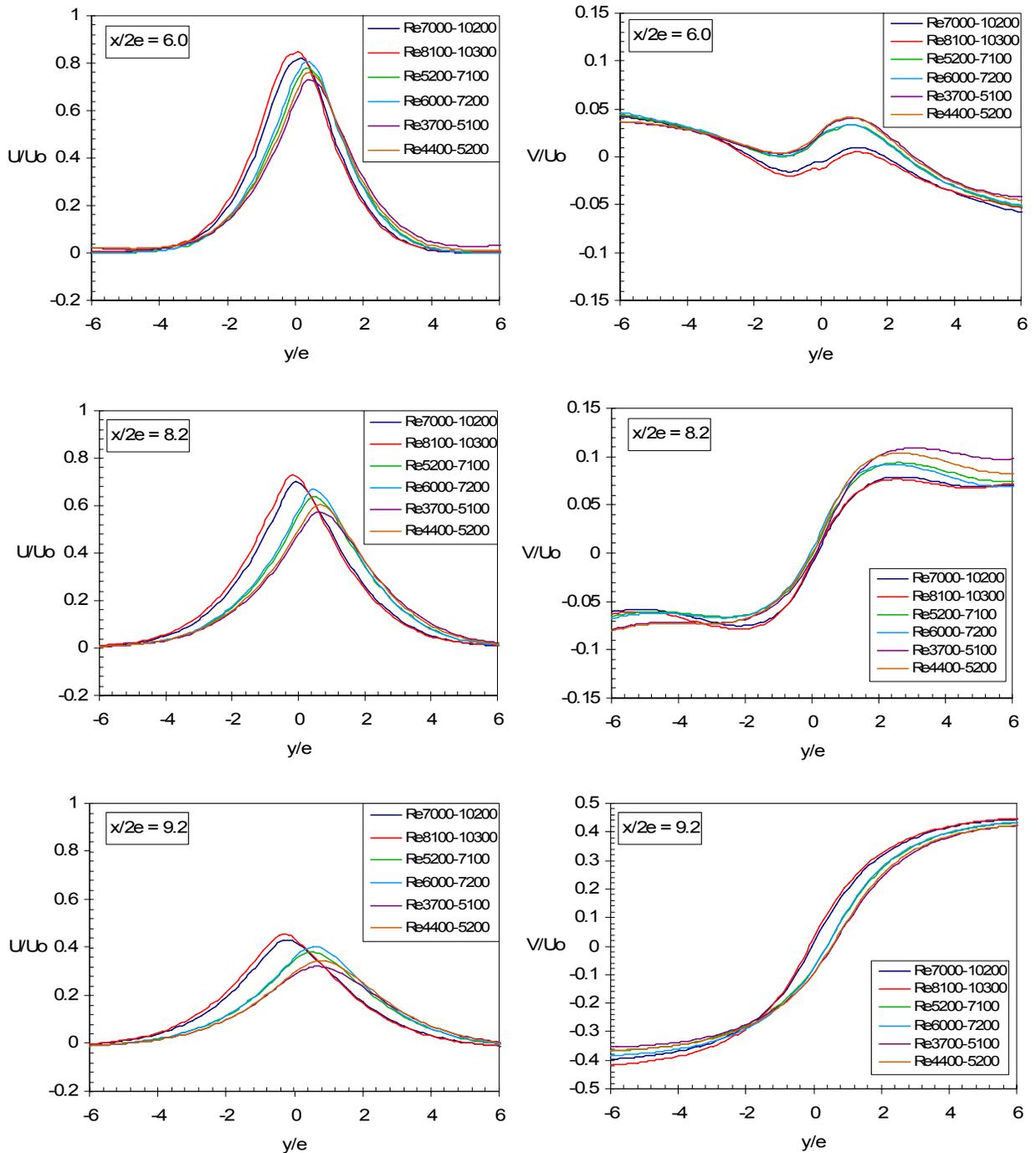


Figura 9-9: Distribución de velocidad media axial U/U_0 (izq.) y velocidad media transversal V/U_0 (der.) para distintos niveles transversales; casos variando Δp de los ventiladores.

Otro efecto observado al disminuir el número de Reynolds de la cortina es una disminución anticipada de su velocidad axial normalizada, es decir, la cortina disminuye su velocidad más rápidamente para los casos de menor número de Reynolds compuesto. Este efecto se observa principalmente en el centro de los jets para la parte superior del túnel y en el centro de la cortina una vez que estos jets se han unido. Como se verá a continuación, esta disminución anticipada de la velocidad trae consigo un aumento de la energía cinética turbulenta en estas zonas, por lo que

se puede decir que para menores valores de Reynolds se tendrá una mayor influencia de los efectos turbulentos en estas zonas.

Un efecto que no fue observado en estos casos fue algún cambio significativo en el espesor de las cortinas obtenidas. Para los tres casos estudiados se obtuvo que la zona de influencia de las cortinas no varió, manteniendo cortinas de un mismo espesor pero de velocidades diferentes.

Al observar la componente transversal de la velocidad se puede constatar el cambio de inclinación de las cortinas, exhibiendo un aumento de la magnitud de esta velocidad mientras mayor sea la inclinación de ésta.

En la figura 9-10 se observa la evolución de la energía cinética turbulenta normalizada para distintos niveles transversales. De esta figura se observa que para los niveles superiores las curvas presentan el mismo comportamiento y valores muy parecidos para los tres casos estudiados: se aprecia claramente la alta actividad turbulenta en las capas de mezcla (formada por la interacción de cada jet con el medio circundante) y en la zona de interacción entre los jets, mientras que se mantienen valores pequeños para el centro de los jets y para la zona adyacente a la cortina. Luego, a medida que el flujo se aleja de la boquilla, se observa una diferenciación de las curvas, pero sin perder nunca las características principales del flujo. Para el nivel $x/2e = 5.0$ los tres casos muestran que los jets se han unido, indicando el fin de la influencia generada por la interacción entre los jets en la zona central de la cortina.

Para la zona de impacto, en el nivel $x/2e = 9.2$, se observa que el comportamiento de las curvas es el mismo, pero los valores difieren entre los tres casos. Se observa que los máximos y mínimos, los cuales se producen en la capa de mezcla derecha y en el centro de la cortina respectivamente, no varían para cada caso, sin embargo, al disminuir el número de Reynolds compuesto de las cortinas (entre los casos) se obtiene una disminución de este máximo en la capa de mezcla mientras que se tiene un aumento del mínimo en el centro de la cortina. De forma general se puede decir que las cortinas con mayores valores de Reynolds tendrán capas de mezcla más turbulentas, mientras que en la zona central de la cortina se tendrá una disminución de esta actividad. En este mismo nivel (el de impacto) también se observa un aumento general de la energía cinética turbulenta respecto a los niveles superiores, llegando a un valor de 0.018 aproximadamente para los tres casos. Este efecto está dado principalmente por la brusca disminución de la velocidad producto del impacto del flujo contra el suelo, indicando un alto nivel de turbulencia.

Otro efecto interesante observado de estas curvas es que en la zona central de las cortinas (en el eje de simetría), ambas curvas de un mismo caso coinciden. Además se observa que a medida que nos alejamos de este eje las curvas se irán diferenciando (principalmente en magnitud y no en forma), dominando o teniendo mayores valores la curva de la cortina izquierda para el lado interior mientras que para el lado exterior predomina la curva de la cortina derecha. Debido a la normalización de cada curva esta diferencia de los valores de k/U_0^2 indica que efectivamente el lado confinado de la cortina izquierda, que se encuentra más próxima a la fuente de calor, posee mayor energía cinética turbulenta que el lado confinado de la cortina derecha, mientras que los lados protegidos de ambas curvas deben tener valores más o menos iguales. Esto indica que la fuente de calor sí genera un efecto no despreciable en la turbulencia observada en las cortinas, aumentando su influencia.

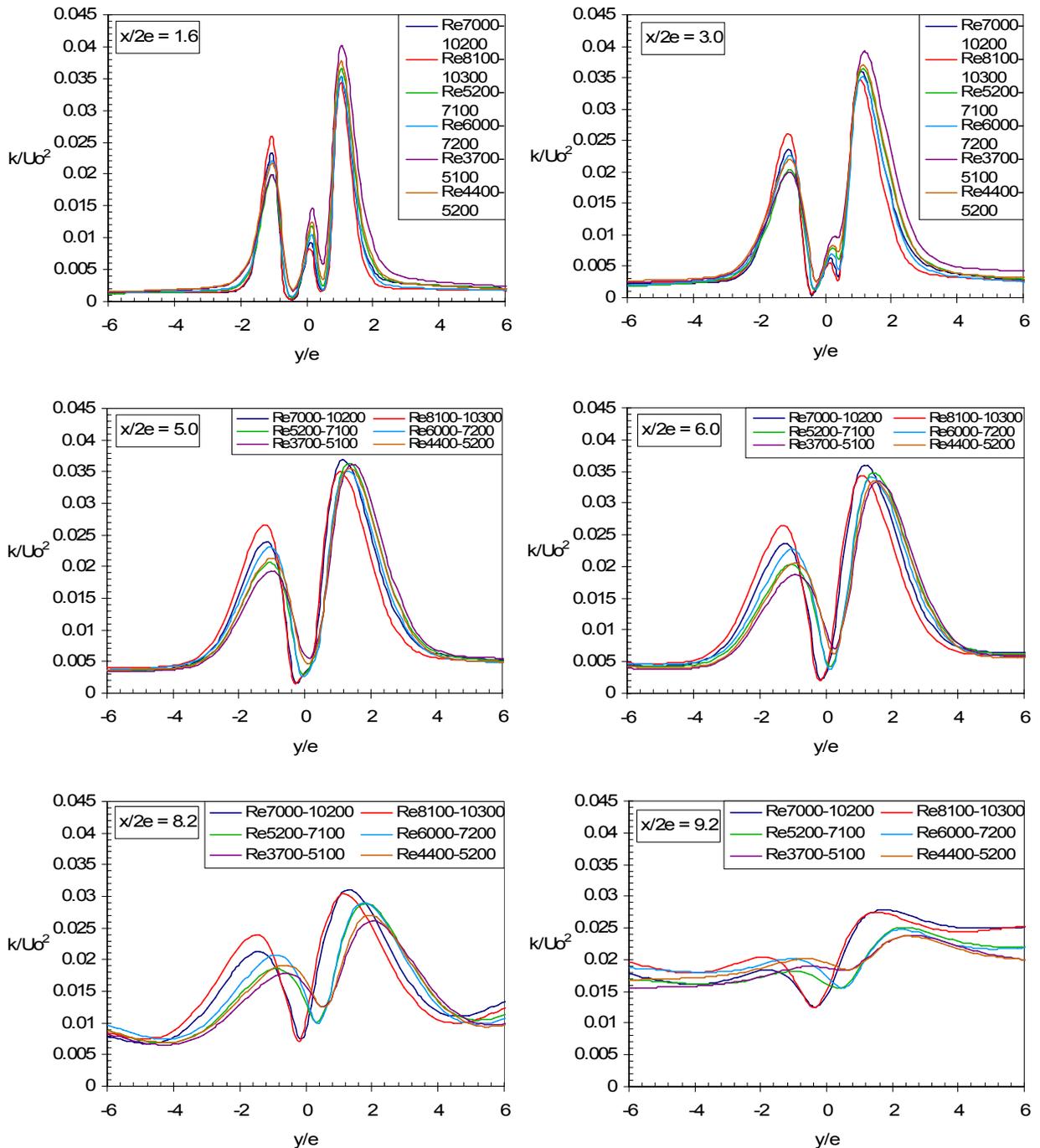


Figura 9-10: Distribución de energía cinética turbulenta k/U_0^2 para distintos niveles transversales; casos variando Δp de los ventiladores.

Al contrastar estos resultados con la Intensidad de Turbulencia para ambas componentes de la velocidad (figura 9-11: componente axial I_u curvas de la izquierda y componente transversal I_v curvas de la derecha) se aprecia la misma configuración de máximos y mínimos antes observada para la energía cinética turbulenta. La presencia de comportamientos similares está dada por la existencia de las capas de mezcla y la interacción de los jets de la cortina, las que favorecen la

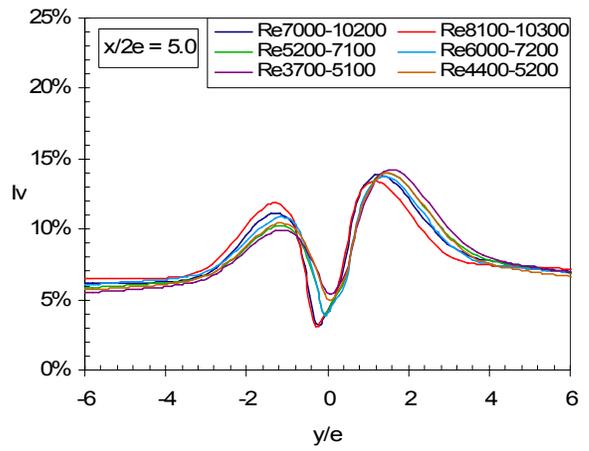
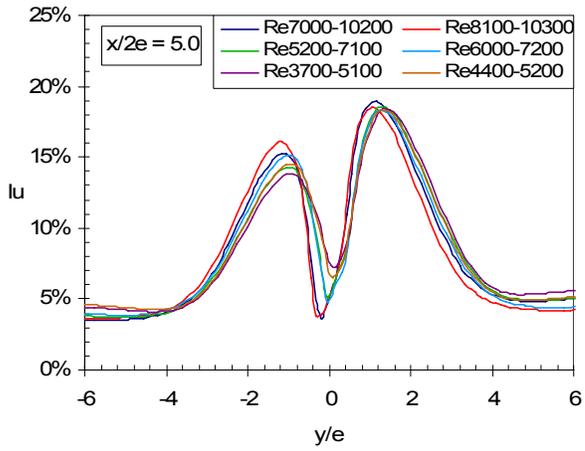
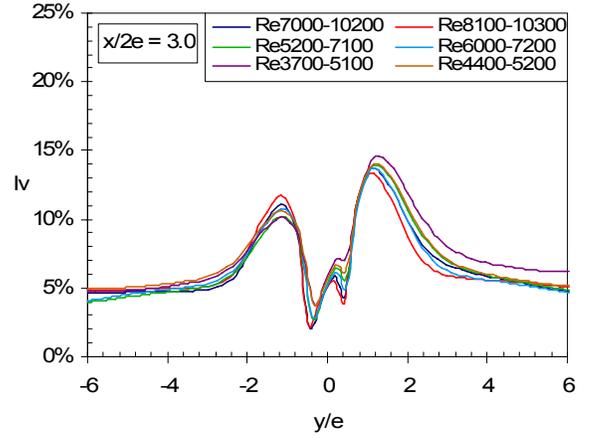
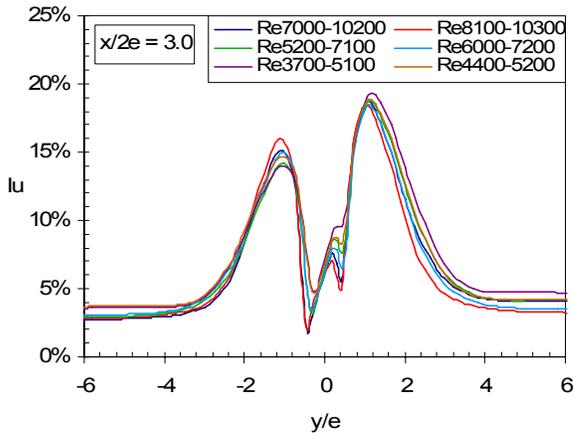
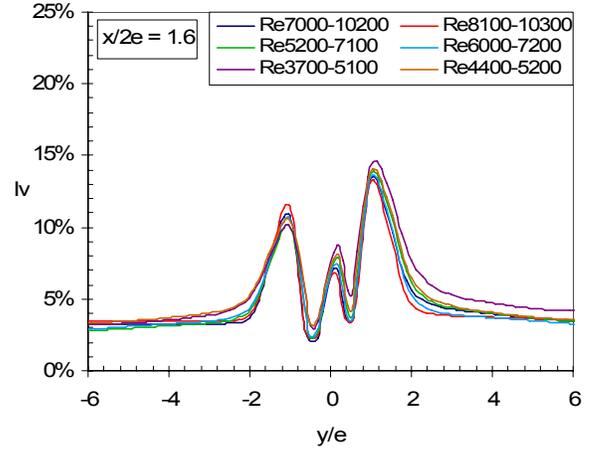
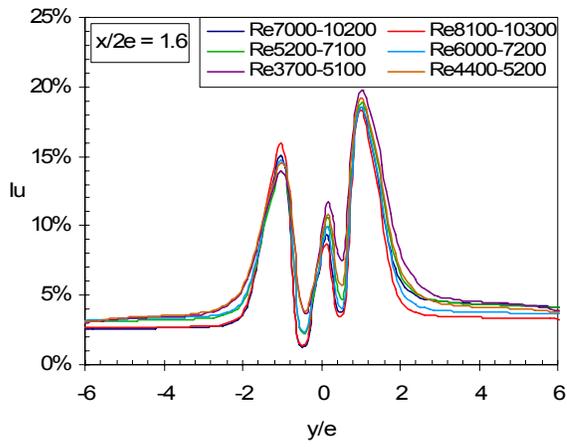
formación de estructuras turbulentas y por ende determinan las zonas de mayor transporte turbulento.

Una característica que se mantiene para todos los niveles, los tres casos y para las dos componentes de la Intensidad de Turbulencia es que las curvas del lado interior (lado derecho de los gráficos), la cual posee una velocidad superior que su contraparte fría, presentan valores mayores que los observados en el lado externo (lado izquierdo de los gráficos). Al comparar ambas componentes de la Intensidad de Turbulencia también se observa que las cortinas poseen valores mayores de I_u que de I_v , lo cual está dado por la mayor velocidad que posee esta componente.

Al observar los niveles superiores se aprecia que, para ambas componentes de la Intensidad de Turbulencia, se obtiene un máximo local en la zona de interacción de los jets que es prácticamente la mitad de la observada en el jet caliente, independientemente del caso analizado. Al observar con mayor detención esta zona de interacción se puede apreciar que las cortinas con valores de Reynolds compuesto mayores tendrán una menor Intensidad de Turbulencia (para ambas componentes). Además se observa que la influencia producida por esta interacción desaparece completamente para la mitad de la altura del túnel ($x/2e = 5$), al igual como fue observado para la figura 9-10.

Luego de que los jets de la cortina se han unido se observa un mínimo en el eje de simetría, lo cual es una característica deseada, la que se mantiene hasta el último nivel estudiado (cerca del suelo del túnel). Para estos niveles se observan curvas idénticas para ambas cortina de cada caso simulado, independiente de las pequeñas diferencias en el Reynolds compuesto de cada cortina. Sin embargo, sí existe una notoria diferencia en la magnitud de este mínimo dependiendo de la diferencia de presión impuesta a los jets, en donde se obtienen valores menores para las cortinas que poseen mayores números de Reynolds. Por lo tanto, al tener flujos con mayor velocidad y por ende con mayores números de Reynolds compuesto se producirán mejores condiciones de confinación en el dispositivo estudiado, pero a un costo mayor.

Es de primordial importancia tratar de obtener una Intensidad de Turbulencia lo menor posible para el eje de simetría de la cortina, tanto para la zona donde se produce la interacción entre los dos jets de cada doble jet como en la zona central de la cortina. Esta interacción será la responsable del éxito del dispositivo de confinación estudiado, tratando de obtener un mínimo de Intensidad de Turbulencia para no fomentar la creación ni la proliferación de estructuras turbulentas, las cuales son las responsables del transporte turbulento tanto de masa como de temperatura. Por lo tanto se deben utilizar cortinas con un número de Reynolds lo mayor posible. La zona de impacto por su parte presenta valores elevados independientemente de las condiciones de operación estudiadas, por lo que no se puede mejorar significativamente las características de confinación en esta zona.



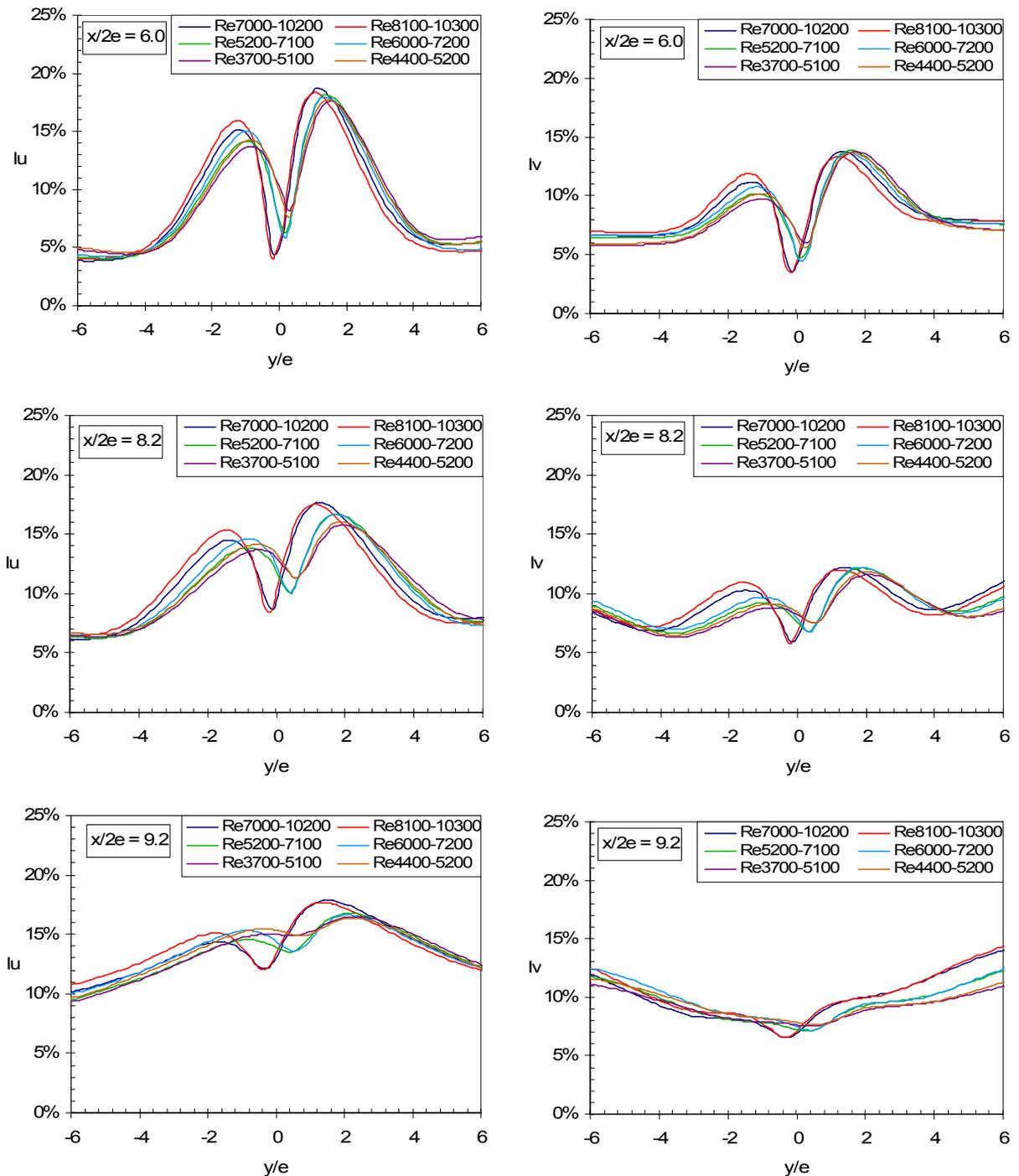


Figura 9-11: Distribución de Intensidad de Turbulencia, componente axial I_u (izq.) y componente transversal I_v (der.) a distintos niveles trasversales; casos variando Δp de los ventiladores.

En la figura 9-12 se observan los esfuerzos de Reynolds para los distintos niveles estudiados, donde se aprecia que para todos los niveles se obtienen curvas bastante parecidas entre sí, especialmente en las zonas superiores del túnel. Esto muestra que este parámetro no es muy sensible a la variación de la velocidad de los jets. Al igual que en los casos anteriores, las curvas del lado caliente poseen valores (en magnitud) mayores que para la parte fría, sin embargo, esta diferencia se pierde en el nivel del impacto en donde se aprecian curvas más bien simétricas respecto al eje de simetría del flujo en cada caso.

De esta figura se observa que para gran parte del rango analizado, desde $x/2e = 1.8$ hasta 6.0, se tiene que el máximo y mínimo obtenidos en las zonas de la capas de mezclas se mantienen, independiente del caso analizado. El máximo obtenido en la capa de mezcla del lado derecho alcanzó un valor de 0.013 aproximadamente, mientras que el mínimo en la capa externa alcanzó un valor de -0.008.

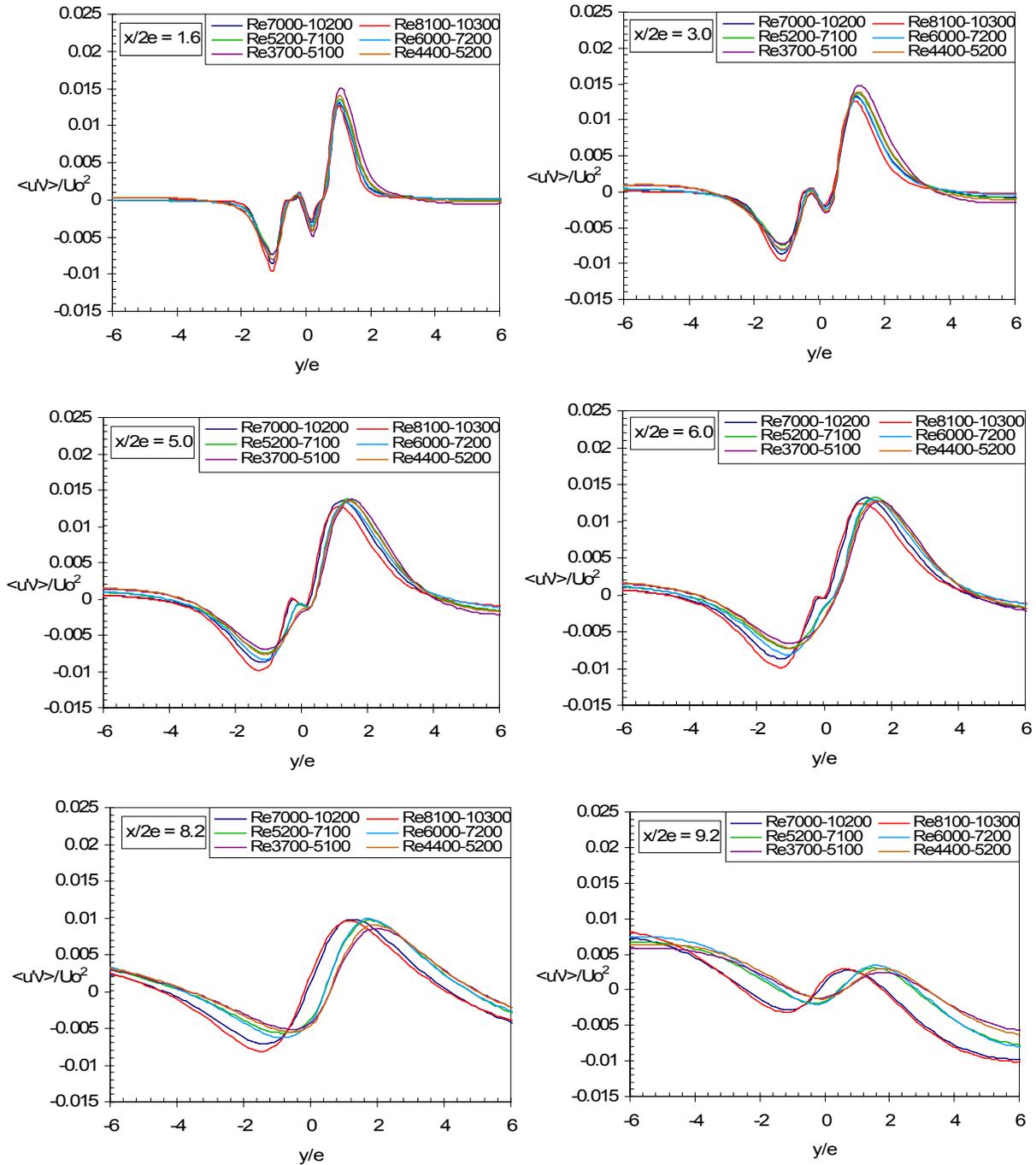


Figura 9-12: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ para distintos niveles transversales; casos variando Δp de los ventiladores.

En la figura 9-13 se aprecia el Coeficiente de Correlación R_{xy} para los distintos niveles analizados, en donde se puede observar que en casi todos estos niveles, excepto en el nivel

inferior próximo al impacto, existen dos zonas en que este coeficiente tiene un máximo de magnitud igual a 0.5, uno a cada lado de la cortina. Esta zona de máximo es alcanzado de igual forma por todas las cortinas de los tres casos, independientemente del número de Reynolds que posean éstas. Pese a este valor alcanzado por las cortinas, esta correlación no es lo suficientemente alta como para asegurar que existe una correlación más o menos lineal entre las fluctuaciones de la velocidad.

Una diferencia en el comportamiento de este parámetro al variar el número de Reynolds puede observarse en las zonas adyacentes a la cortina, en donde se puede apreciar que para el lado exterior ambas curvas para un mismo caso se comportan de igual manera, mientras que para el lado interior se tiene que para las cortinas con mayor número de Reynolds se tendrán valores mayores de R_{xy} .

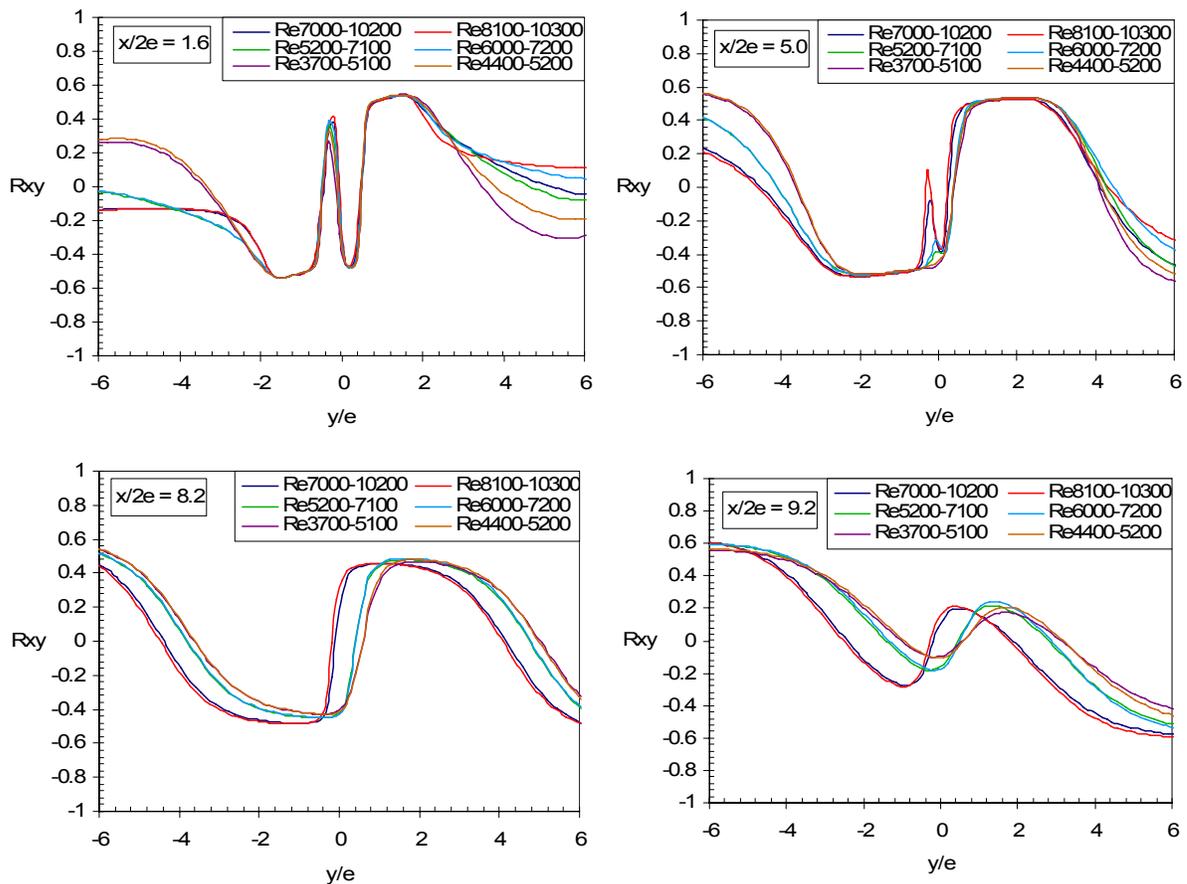


Figura 9-13: Distribución del Coeficiente de Correlación R_{xy} para distintos niveles transversales; casos variando Δp de los ventiladores.

En la figura 9-14 se muestra la evolución de la temperatura normalizada por la temperatura del jet caliente, T/T_0 , para los distintos niveles transversales estudiados. De esta figura se pueden distinguir dos comportamientos claramente definidos: uno para la cortina izquierda (la cual se encuentra más próxima a la fuente de calor) y el otro para la cortina derecha. Se observa que para la zona protegida (izquierda de los gráficos), los valores de T/T_0 son menores para la cortina izquierda, mientras que se obtiene el caso contrario para el lado protegido de las cortinas derechas. Esta diferencia en el comportamiento de estas curvas está determinada por la ubicación de la fuente caliente y la forma en que está concebido el dispositivo de confinamiento. Debido a

la forma como es extraído el aire para ser recirculados a los jets calientes de las cortinas, este jet es alimentado con un flujo T_0 muy caliente para la cortina izquierda, comparable a la temperatura de la zona confinada adyacente, mientras que para la cortina derecha se tiene un flujo con una temperatura T_0 bastante menor, afectando directamente los valores normalizados obtenidos. Por esta misma razón también se tiene que para la zona confinada la cortina izquierda mantenga o suba levemente su temperatura, mientras que para la cortina derecha se tiene una zona confinada con menor temperatura que el jet caliente de la cortina que la limita, generando la disminución de T/T_0 observada para esta cortina.

Un efecto muy interesante que se observa de estas curvas de temperatura es que, independientemente de la velocidad que posean o del número de Reynolds de cada cortina, las curvas obtenidas para las zonas exteriores (protegidas) mantendrán una relación de temperatura T/T_0 prácticamente constante, que en este caso, dada la posición de la fuente y la potencia emitida por ésta, es de $T/T_0 \approx 0.78$ para la cortina izquierda (más cerca de la fuente de calor) y de $T/T_0 \approx 0.84$ para la cortina derecha. Una sutileza que debe ser mencionada es que al momento de realizar la razón de las temperaturas éstas estén en grados Kelvin ya que de otra forma no se cumpliría esta relación.

Por otro lado, si se observan las curvas de la zona confinada se puede notar que para las cortinas izquierdas existe una estratificación de la temperatura a medida que se varía en altura, lo cual es producido por la cercanía con la fuente de calor, mientras que en la cortina derecha se mantiene una razón de temperatura T/T_0 cercana a 0.95 para todos los niveles.

Este comportamiento de la temperatura, en conjunto con la relación entre la velocidad y la temperatura para los jets observada en la figura 9-1, implican que para flujos con mayor velocidad y menor temperatura, es decir, con altos números de Reynolds compuesto, se tendrán temperaturas exteriores (a la zona protegida) menores, lo cual corresponde a una característica deseada para el dispositivo. Esto se debe principalmente al aumento del caudal másico producido por el aumento de la velocidad, lo que trae consigo mayores costos operacionales debido a que impulsar a mayor velocidad los jets de las cortinas requiere mayor cantidad de energía.

Al comparar estos resultados con datos experimentales disponibles (Celis [20]) se observa que existe una diferencia no menor en los valores obtenidos, principalmente en la zona protegida. Esto está dado, como se mencionó anteriormente, en parte por una diferencia de 13° en la temperatura que posee el jet frío de cada cortina. Este efecto no fue considerado al realizar las simulaciones debido a que éstas fueron realizadas antes de poder tener algún dato de la instalación experimental, ya que no se encontraba terminada, por lo que nuevas simulaciones pueden ser realizadas considerando este efecto. Otro efecto que debe ser mencionado y se cree es responsable de las mayores temperaturas observadas de forma numérica es que las paredes del dispositivo se consideraron como adiabáticas, lo cual es bastante alejado de la realidad. En la práctica la instalación experimental posee importantes pérdidas de calor por sus paredes, haciendo que la temperatura de los flujos disminuya, especialmente en la zona confinada donde la temperatura es más importante. Al obtenerse menores temperaturas en la zona confinada se afecta la razón de T/T_0 , produciendo las importantes diferencias observadas en la figura 9-14. Pese a esta diferencia en los valores normalizados, para los tres casos experimentales mostrados en lo que va de este capítulo se obtuvieron temperaturas para el lado confinado cercanas a los 63°C , lo cual es bastante parecido a los valores obtenidos de forma numérica. Por lo tanto las mayores diferencias observadas se atribuyen a una sobreestimación de la temperatura en la zona confinada, dada por una modelación muy idealizada del dispositivo y/o por un modelo de

transferencia de calor por radiación que no genera resultados muy precisos, requiriendo mayor cuidado en la elección de sus parámetros o el cambio a otro modelo más desarrollado. Al observar las diferencias de temperatura entre las dos zonas a separar por la cortina se puede pensar que el modelo de turbulencia subestima el transporte de temperatura en esta zona, pero se requieren resultados de los valores fluctuantes, tanto de temperatura como de velocidad, para poder corroborar esta última afirmación. Pese a las diferencias observadas, se aprecia que las curvas numéricas predicen un espesor de las cortinas correcto.

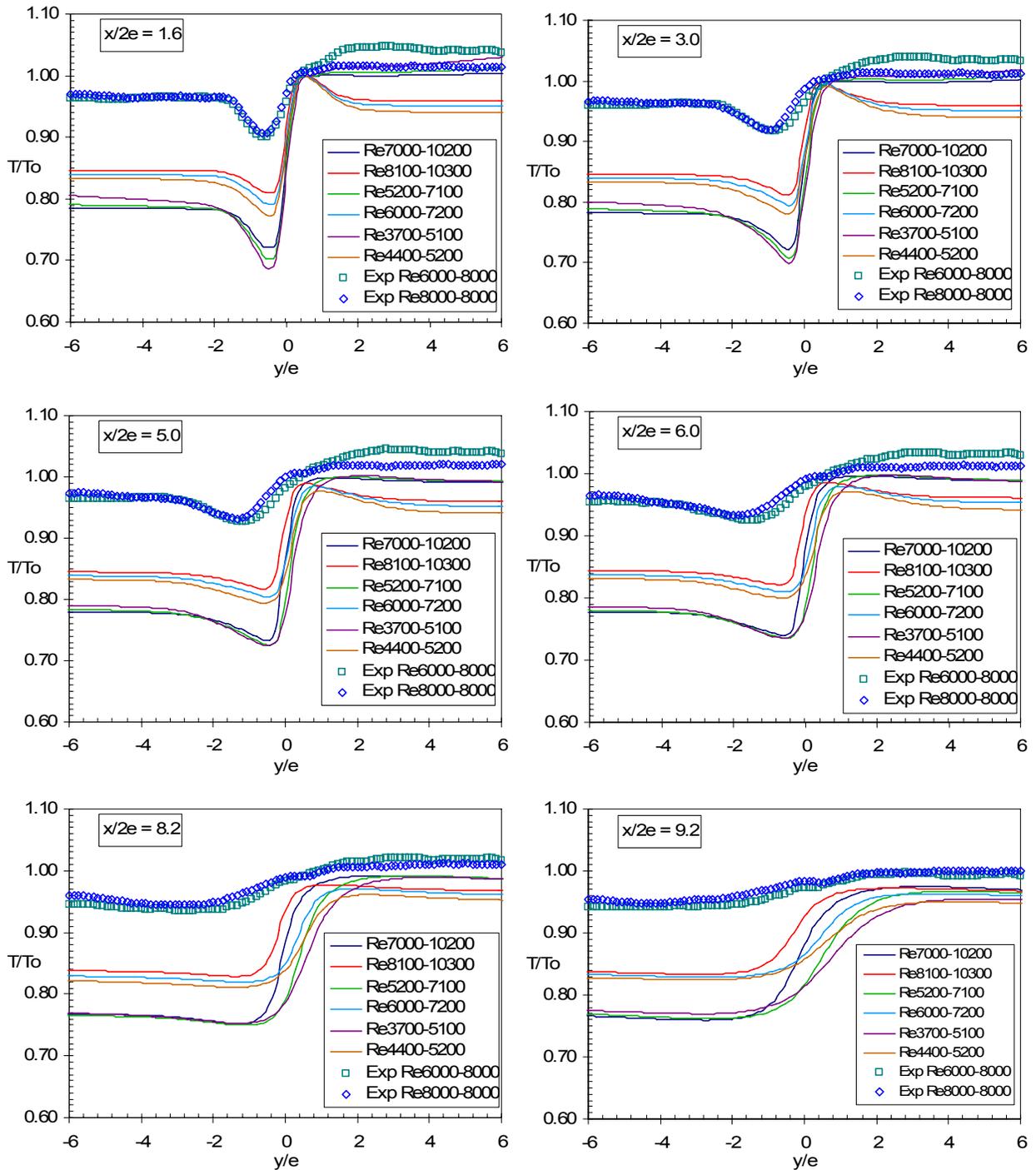


Figura 9-14: Distribución de temperatura media T/T_0 para distintos niveles transversales; casos variando Δp de los ventiladores. Se incluyen datos experimentales (2.3kW potencia fuente) de Celis[20].

9.2 Variación de la potencia de la fuente de calor

En esta sección se analiza la influencia, en el dispositivo de confinamiento, de la potencia disipada por la fuente de calor. Pese a que diferentes potencias no representan necesariamente la potencia equivalente disipada en un incendio real, es interesante conocer como se comportará el dispositivo frente a distintas características de operación y distintas condiciones impuestas, con tal de extrapolar luego su comportamiento a una condición adecuada. Para obtener una equivalencia o escalamiento entre la potencia utilizada en los casos experimentales y numéricos y un túnel real revisar el Anexo A, en donde se describen las leyes de similitud consideradas en este estudio.

Para realizar esta comparación se consideraron dos simulaciones diferentes imponiendo dos potencias para la fuente de calor, mientras se mantienen el resto de las variables controlables en los mismos valores. En particular se conservó la diferencia de presión de cada jet de cada cortina, en donde se mantuvieron los valores:

- Δp vent. caliente = 280Pa
- Δp vent. frío = 260Pa

Los casos considerados en esta sección son:

- Caso I: Potencia disipada = 250 kW/m²
- Caso II: Potencia disipada = 150 kW/m²

Debido a que estos casos corresponden a simulaciones bidimensionales, es conveniente mencionar que para el caso I la potencia efectiva que entra al sistema por la fuente de calor es de 9500W/m, mientras que para el caso II se impuso una potencia de 5700W/m. De igual forma, si se considerara un modelo tridimensional las potencias disipadas en cada caso serían de 2.85kW y 1.71kW respectivamente.

9.2.1 Efecto en la boquilla de la cortina

Los resultados de temperatura, velocidad y número de Reynolds obtenidos en la zona de la boquilla para cada jet se resumen en la siguiente tabla:

Caso	Cortina	Δp [Pa]	T_J [K]	U_J [m/s]	Re_J
I 9500W/m	Izq.	280	420.303	26.1621	6961.439
		260	303.022	21.8076	10242.292
	Der.	280	372.091	24.6407	8083.519
		260	301.532	21.7867	10322.017
II 5700W/m	Izq.	280	375.435	24.7645	7999.495
		260	301.371	21.7729	10325.224
	Der.	280	342.889	23.6785	8952.134
		260	300.728	21.7655	10360.772

Tabla 9-2: Valores en la boquilla, casos variando potencia de la fuente.

De los datos obtenidos en las boquillas se observa que al disminuir la potencia de la fuente se obtiene una disminución de las temperaturas de los flujos calientes (jets internos), lo que conlleva a una disminución de su velocidad y un aumento del número de Reynolds de estos jets. Por su

parte, los jets frío no muestran una variación importante para ninguno de los parámetros comparados. Este comportamiento observado para los diferentes jets demuestra la gran influencia que tiene la temperatura sobre las propiedades del flujo y a su vez sobre la velocidad y número de Reynolds alcanzado en cada jet.

Si se analiza de forma particular los perfiles en la boquilla de las cortinas (figura 9-15) se aprecia que el comportamiento para la componente axial de la velocidad, así como para la energía cinética turbulenta, es prácticamente el mismo al observado en la sección anterior, es decir, para los flujos con un menor número de Reynolds se obtienen curvas más redondeadas teniendo menos características de un flujo turbulento. Esta condición se produce para el caso de mayor energía disipada por la fuente de calor (caso I), demostrando que el parámetro que rige el comportamiento de los jets es el número de Reynolds, independientemente de las condiciones particulares de cada simulación. De todas formas se observa que al variar la potencia de la fuente y producir una disminución de la temperatura en los flujos se produce un efecto menor en el número de Reynolds de los jets que el observado al disminuir la velocidad de estos, por lo que las diferencias observadas en los perfiles también son menos significativas.

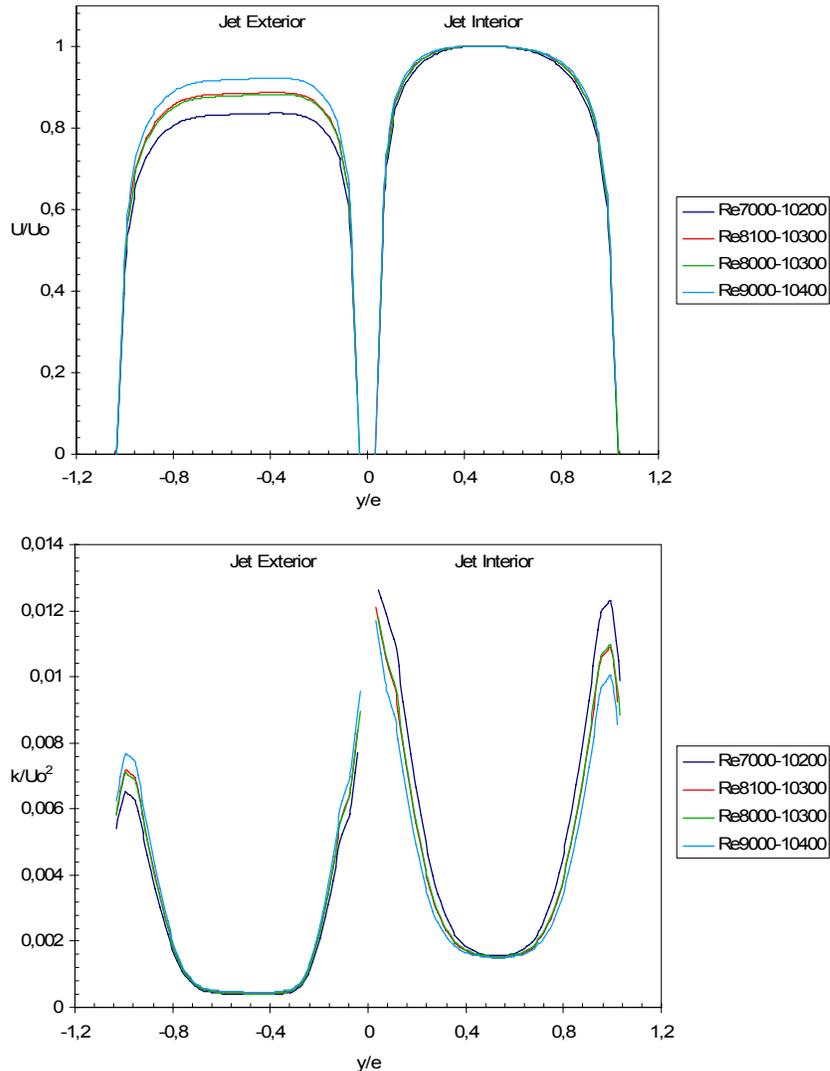


Figura 9-15: Perfiles de velocidad media axial U/U_0 (arriba) y energía cinética turbulenta k/U_0^2 (abajo) en la boquilla de la cortina, casos variando potencia de la fuente.

9.2.2 Efecto en el campo de temperatura

En la figura 9-16 se puede apreciar la influencia que tiene en la temperatura la variación de la potencia de la fuente. De aquí se observa que pese a poseer temperaturas inferiores, el caso II se comporta de manera muy similar al caso I. De todas formas se observa que en el caso de menor potencia se obtiene una recirculación levemente más grande que para el caso I, lo cual es producido por una menor interacción de la temperatura con el jet de pared. Esto puede ser corroborado al superponer los campos de velocidad para ambos cortinas izquierdas de la figura 9-17.

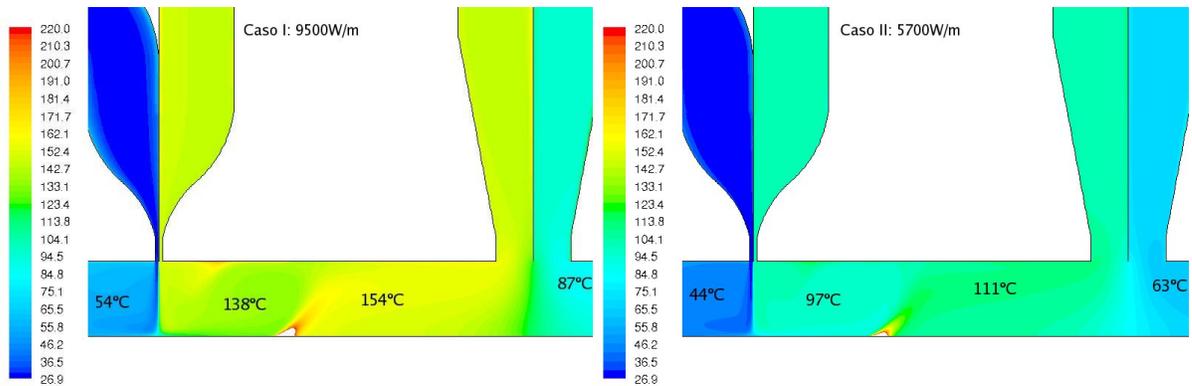


Figura 9-16: Campos de temperatura T , hasta 220°C, [°C]: Caso I: 9500W/m (izq.); Caso II: 5700W/m (der.). Casos variando la potencia de la fuente.

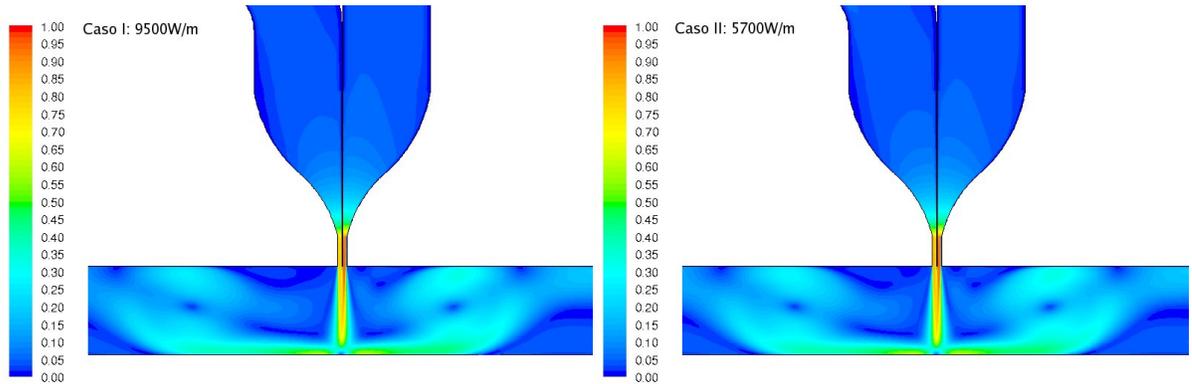


Figura 9-17: Campos de velocidad media normalizada U/U_0 , para el lado izquierdo del dispositivo. Caso I: 9500W/m (izq.); Caso II: 5700W/m (der.). Casos variando la potencia de la fuente.

En la figura 9-18 se presentan los campos de temperatura experimentales obtenidos por Celis[20]. En esta figura se incluyen dos casos que poseen cortinas del mismo número de Reynolds, pero diferentes potencias disipadas por las fuentes: 3.3kW y 2.3kW. Cabe recalcar que el caso numérico I posee una potencia equivalente de 2.85kW, mientras que el caso II una potencia equivalente de 1.71kW. En esta figura se observa que al poseer mayor potencia la temperatura de la zona confinada aumenta, al igual que en las zonas protegidas. De estas figuras también se observa que dentro de la zona confinada en que se encuentra la fuente se produce una zona de menor temperatura próxima a la cortina, mientras que se tiene una zona de mayor temperatura posterior a la fuente, lo cual es reproducido por el modelo numérico. Esto indica que la simulación predice bastante bien el flujo dentro de la zona confinada, presentando las características principales de éste.

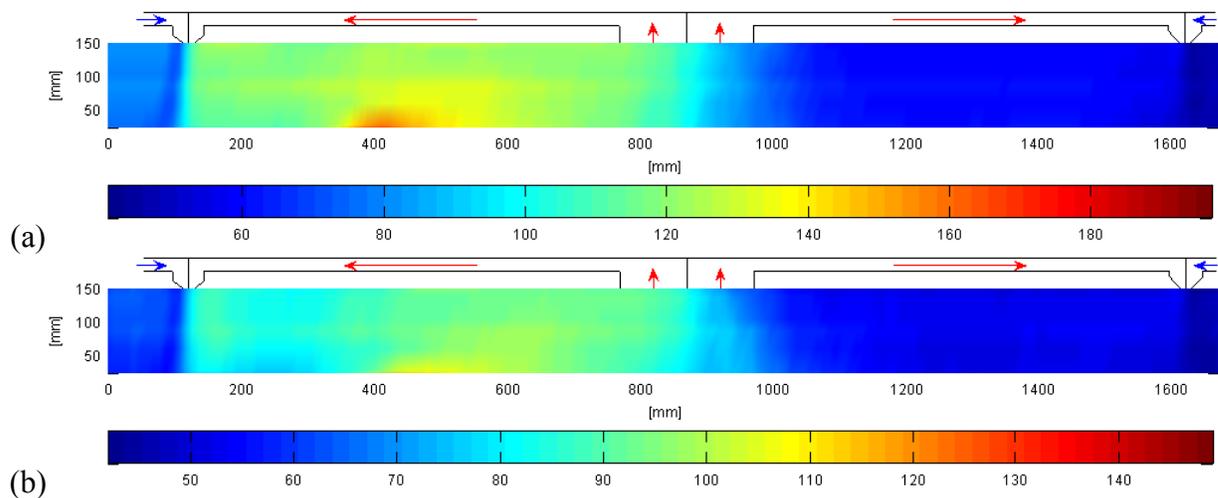


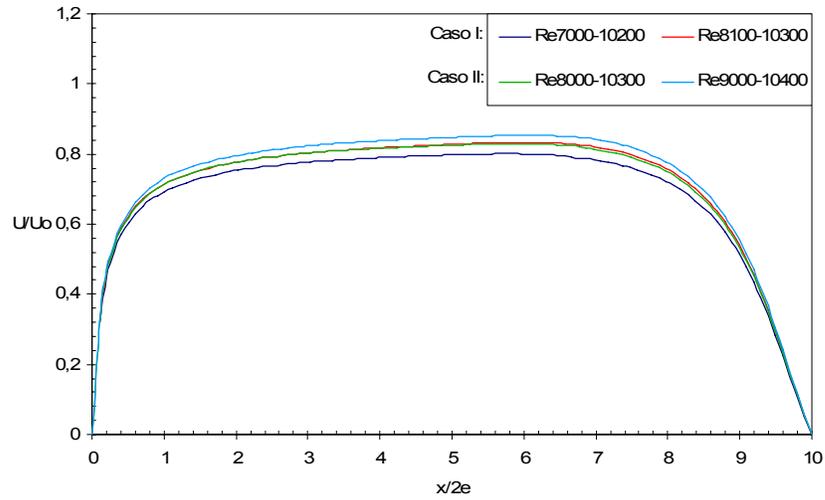
Figura 9-18: Campos de temperatura experimentales, [C]. Cortina con Re6000-8000. Potencia disipada: (a) 3.3kW; (b) 2.3kW. Datos experimentales de Celis [20].

9.2.3 Efecto en el eje de la cortina

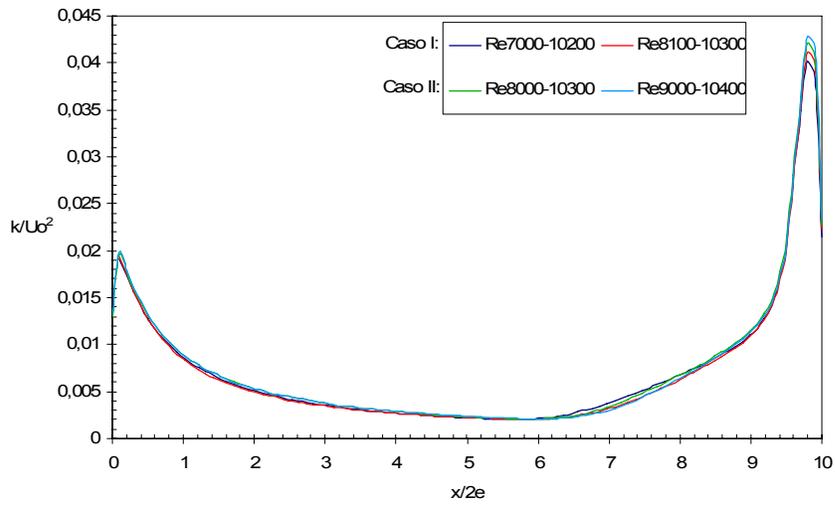
Al observar la evolución de la velocidad media axial en el eje del flujo de cada cortina para ambos casos (figura 9-19 (a)) se observa que las curvas poseen el mismo comportamiento, sin embargo, a diferencia de las curvas obtenidas al variar la velocidad de los jets (sección anterior), en este caso no se forman únicamente dos curvas, una para cada cortina, sino que los flujos con menor temperatura y mayores números de Reynolds poseen velocidades levemente mayores. Se aprecia además que las diferencias de magnitud entre las curvas para un mismo caso disminuyen al disminuir la temperatura, ya que las velocidades de los jets de la cortina se vuelven más parecidas. De todas formas se sigue manteniendo que las curvas de la cortina derecha poseen valores superiores a los de la cortina izquierda. Esta diferencia observada en la zona inicial de la cortina respecto al análisis de la sección anterior ratifica que en esta zona la temperatura juega el papel primordial de control para el eje de la cortina.

De esta figura además se puede apreciar que para cortinas de lados diferentes, pero con temperaturas y velocidades casi iguales, es decir que poseen números de Reynolds prácticamente idénticos, poseen un único perfil para casi todo el rango, especialmente para la primera mitad del flujo. Es importante destacar además que para ambos casos se tienen curvas idénticas para la zona de impacto, desde $x/2e > 9.4$, lo cual no fue observado en la sección anterior (variando Δp). Esto último implica que la temperatura de los jets no juega un papel importante en las características observadas en el centro de la zona del impacto, rigiendo principalmente la velocidad de los jets de cada cortina.

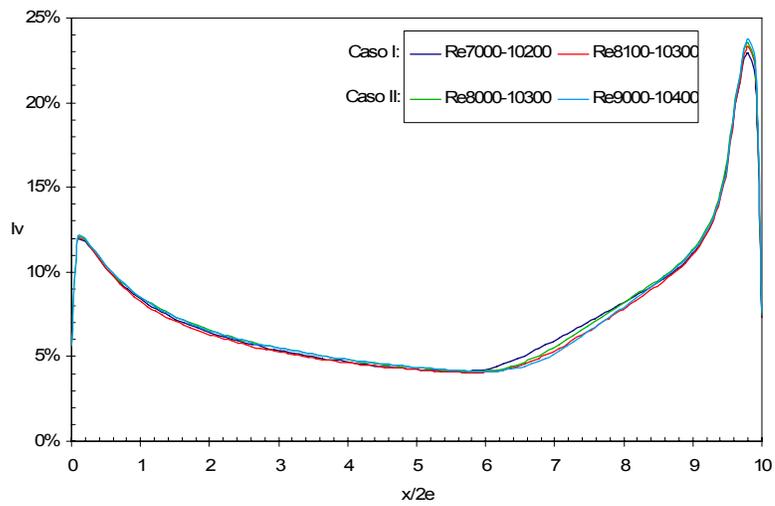
Al comparar las curvas de energía cinética turbulenta (figura 9-19 (b)) y de Intensidad de Turbulencia axial (figura 9-19 (c)) de los dos casos se puede observar que estos presentan comportamientos idénticos para todo el rango exceptuando en la zona de impacto en donde se observan pequeñas diferencias entre las curvas. Estas diferencias se producen para $x/2e > 9.7$ y corresponden a diferencias de magnitud cercanas al 7.0% para el caso de la energía cinética turbulenta normalizada y de 3.7% aproximadamente para la Intensidad de Turbulencia. Cabe destacar que para ambos casos la zona de alta turbulencia producida por el impacto es prácticamente idéntica.



(a)



(b)

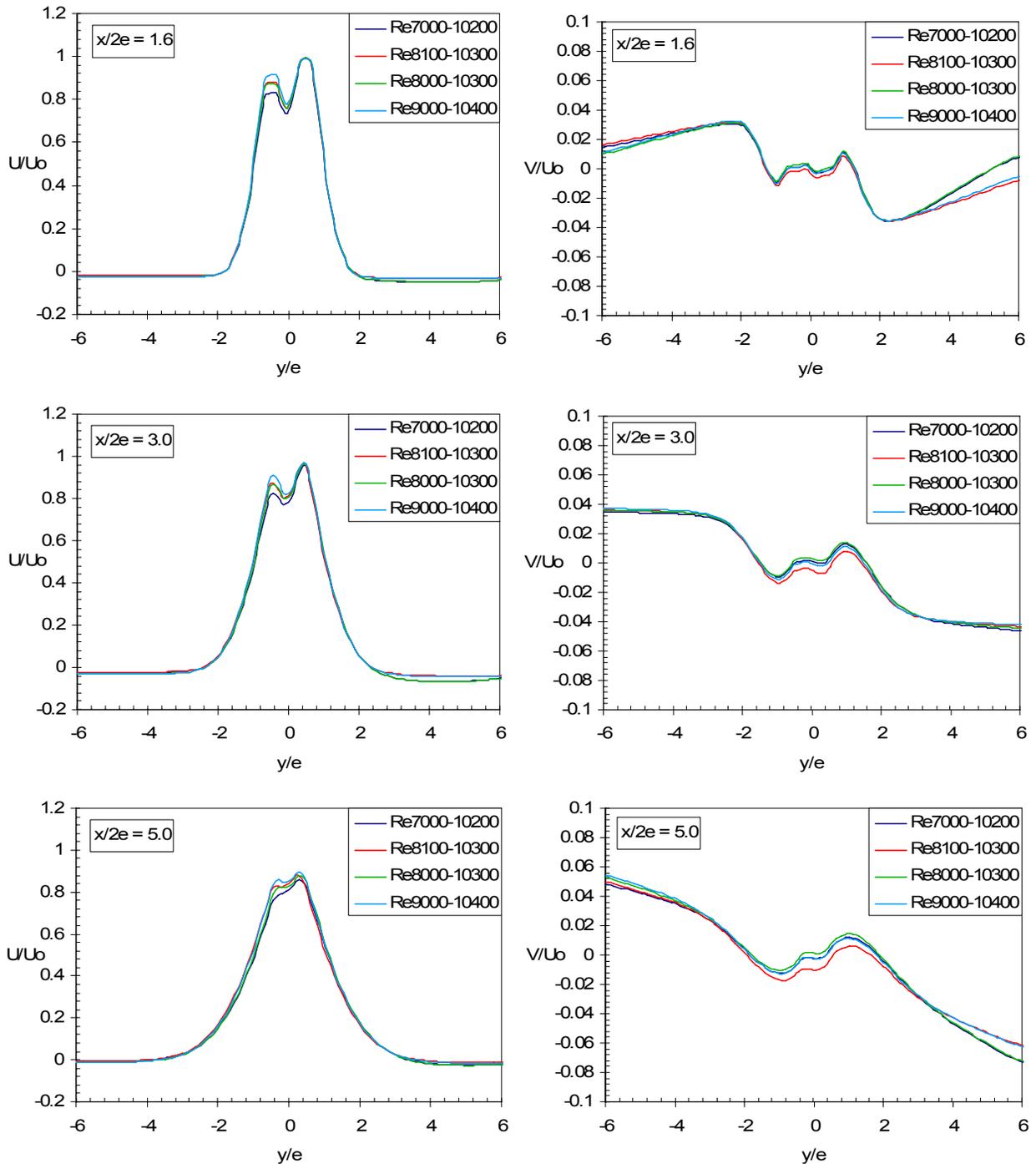


(c)

Figura 9-19: Perfiles axiales en el centro de la cortina: (a) velocidad media axial U/U_0 ; (b) energía cinética turbulenta k/U_0^2 ; (c) Intensidad de Turbulencia axial I_v ; casos variando la potencia de la fuente.

9.2.4 Efecto en perfiles transversales

Al analizar las diferencias obtenidas en las componentes de la velocidad para los distintos niveles transversales (figura 9-20) se observa que la evolución es muy parecida para ambos casos, presentando valores mayores para las cortinas con número de Reynolds compuesto mayores. Esto último es consistente con lo observado al comparar los casos térmico e isotérmico en el capítulo 7.



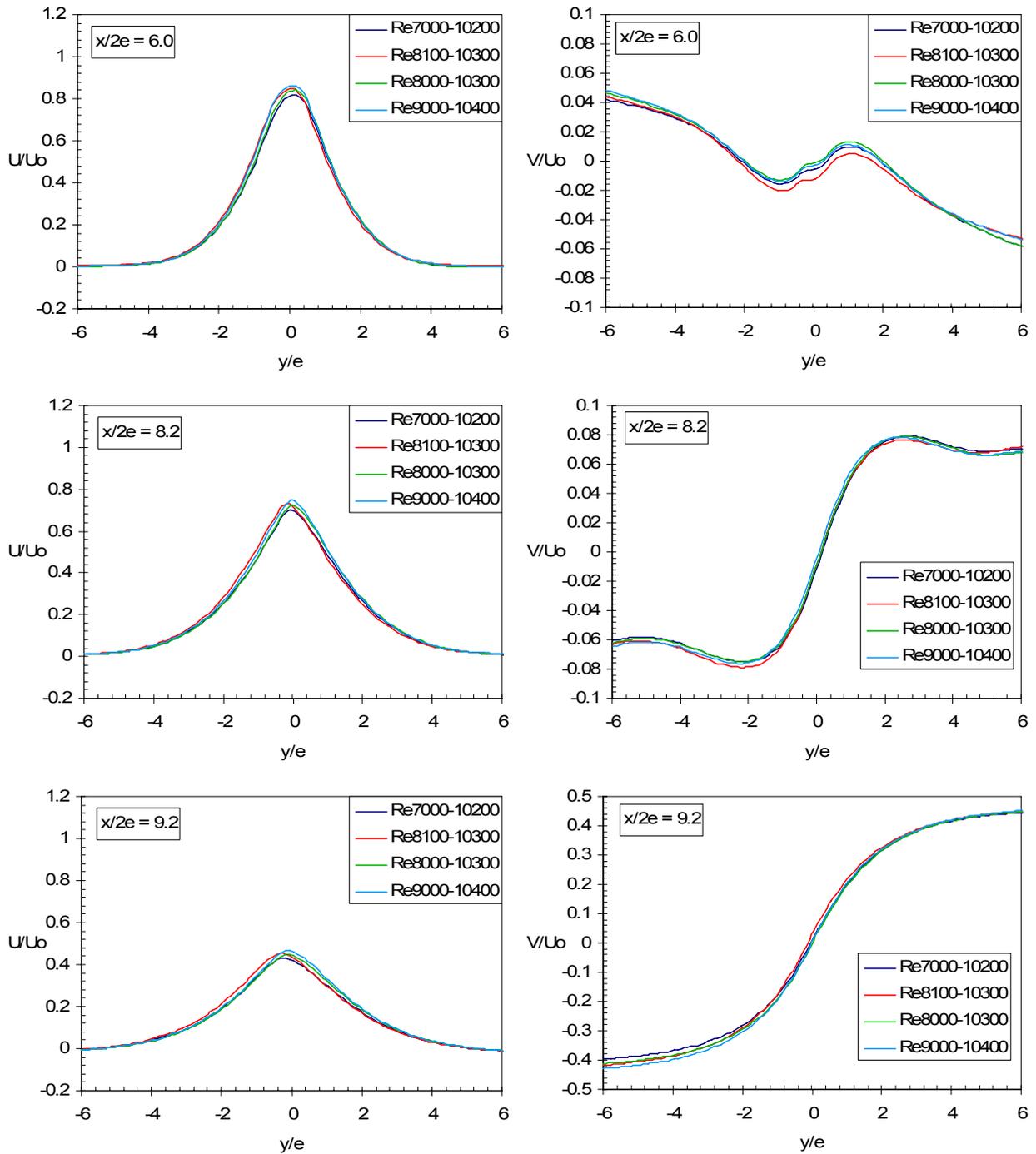


Figura 9-20: Distribución de velocidad media axial U/U_0 (izq.) y velocidad media transversal V/U_0 (der.) para distintos niveles transversales; casos variando potencia de la fuente.

De estas curvas se observa además que para las cortinas con menores números de Reynolds se tendrá una unión de los jet de la cortina de forma anticipada respecto a lo observado en una cortina con mayor Reynolds, lo cual también se había obtenido para la sección anterior. Sin embargo esta unión se sigue produciendo para un nivel cercano a la mitad de la altura del túnel ($x/2e=5.0$). Otra característica que se observa de los perfiles de velocidad es que se mantiene el ancho de las cortinas, independientemente de la velocidad o temperatura de los flujos. Por su parte, la velocidad transversal no presenta diferencias importantes entre los dos casos.

Al comparar las curvas de energía cinética turbulenta normalizada (figura 9-21) se aprecia que mientras menor sea la potencia disipada por la fuente de calor, menor será la diferencia entre el lado interior y el exterior de la cortina. Esto puede ser observado para todos los niveles analizados, en donde el lado derecho o confinado aún presenta magnitudes mayores que el lado izquierdo o exterior, sin embargo, las diferencias efectivamente se reducen.

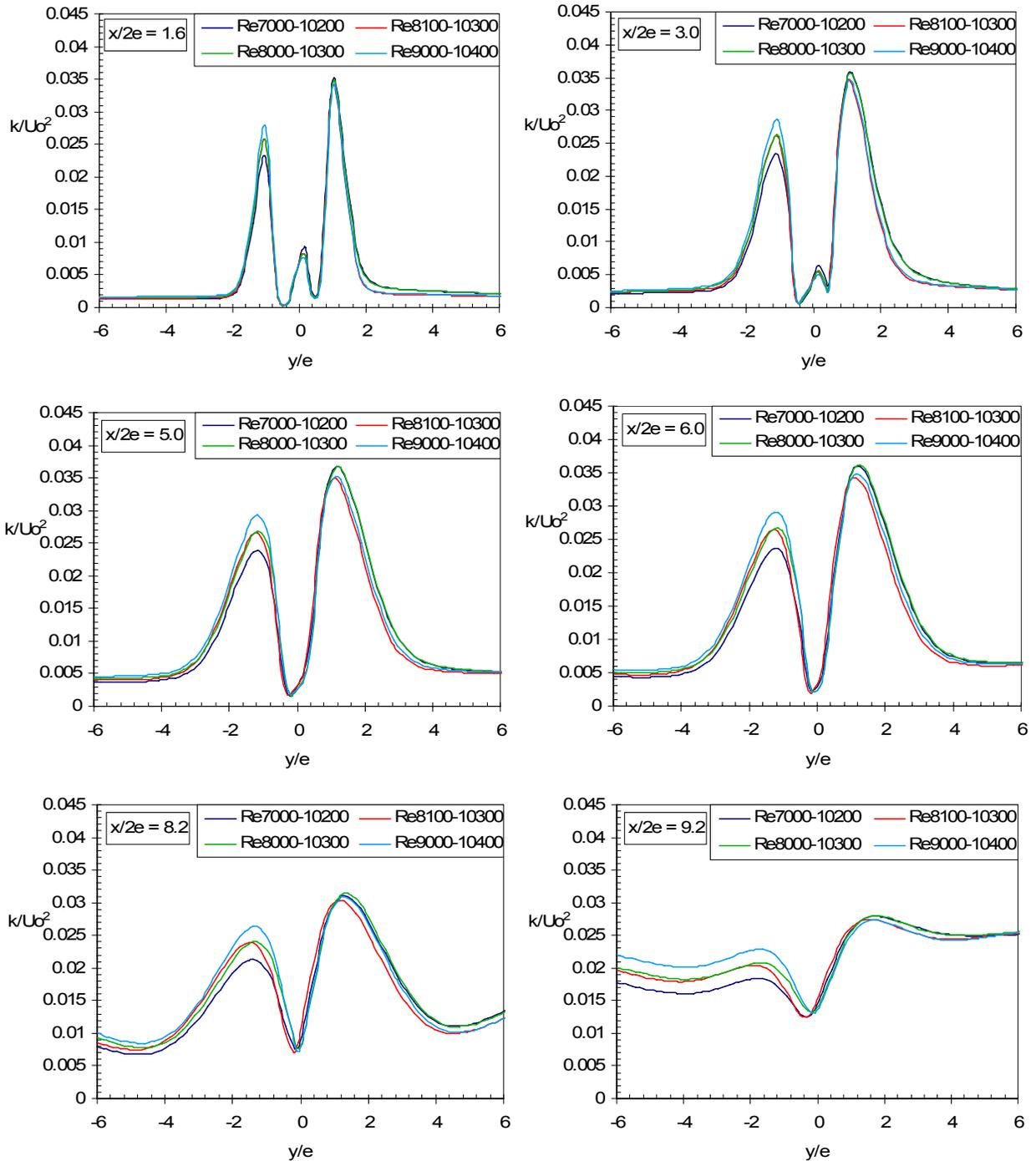
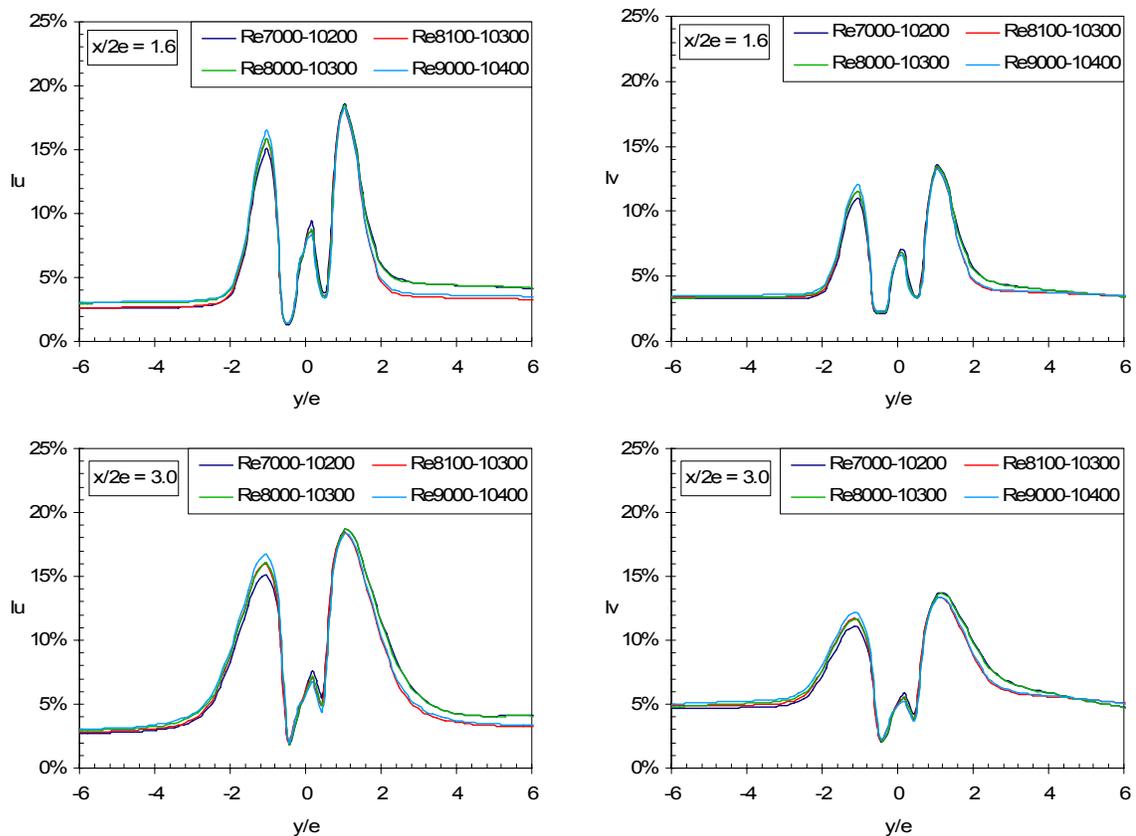


Figura 9-21: Distribución de energía cinética turbulenta k/U_0^2 para distintos niveles transversales; casos variando potencia de la fuente.

Si se comparan las curvas del lado confinado se aprecia que estas prácticamente no cambian al variar la potencia de la fuente, mientras que las mayores diferencias se producen para el lado exterior. Esto está dado por la normalización realizada, ya que el aumento de la temperatura genera a su vez un aumento de la velocidad y una disminución de k/U_0^2 . Para la zona central de la cortina se observa un comportamiento idéntico para los dos casos. Cabe destacar que el caso II se comporta como un caso intermedio entre el caso I y la simulación isotérmica mostrada en el capítulo de validación.

Si se comparan las curvas de la Intensidad de Turbulencia obtenidas para los distintos niveles transversales estudiados (figura 9-22) se observa que ambos casos se comportan de igual manera para ambas componentes de intensidad, teniendo valores axiales mayores que valores transversales (al igual que todos los casos analizados anteriormente). Además se observa nuevamente que el lado externo presenta valores inferiores que el lado interno, producto principalmente por la mayor velocidad que fue impuesta a los flujos calientes. Por otro lado, al aumentar los valores de Reynolds compuesto de las cortinas se observan valores levemente mayores en la zona de las capas de mezcla, que se reflejan como máximos en las presentes curvas. Pese a estas pequeñas diferencias, para los dos casos se observa que en la zona central de las cortinas se presentan magnitudes y comportamientos idénticos, independientemente de la temperatura de la fuente de calor.



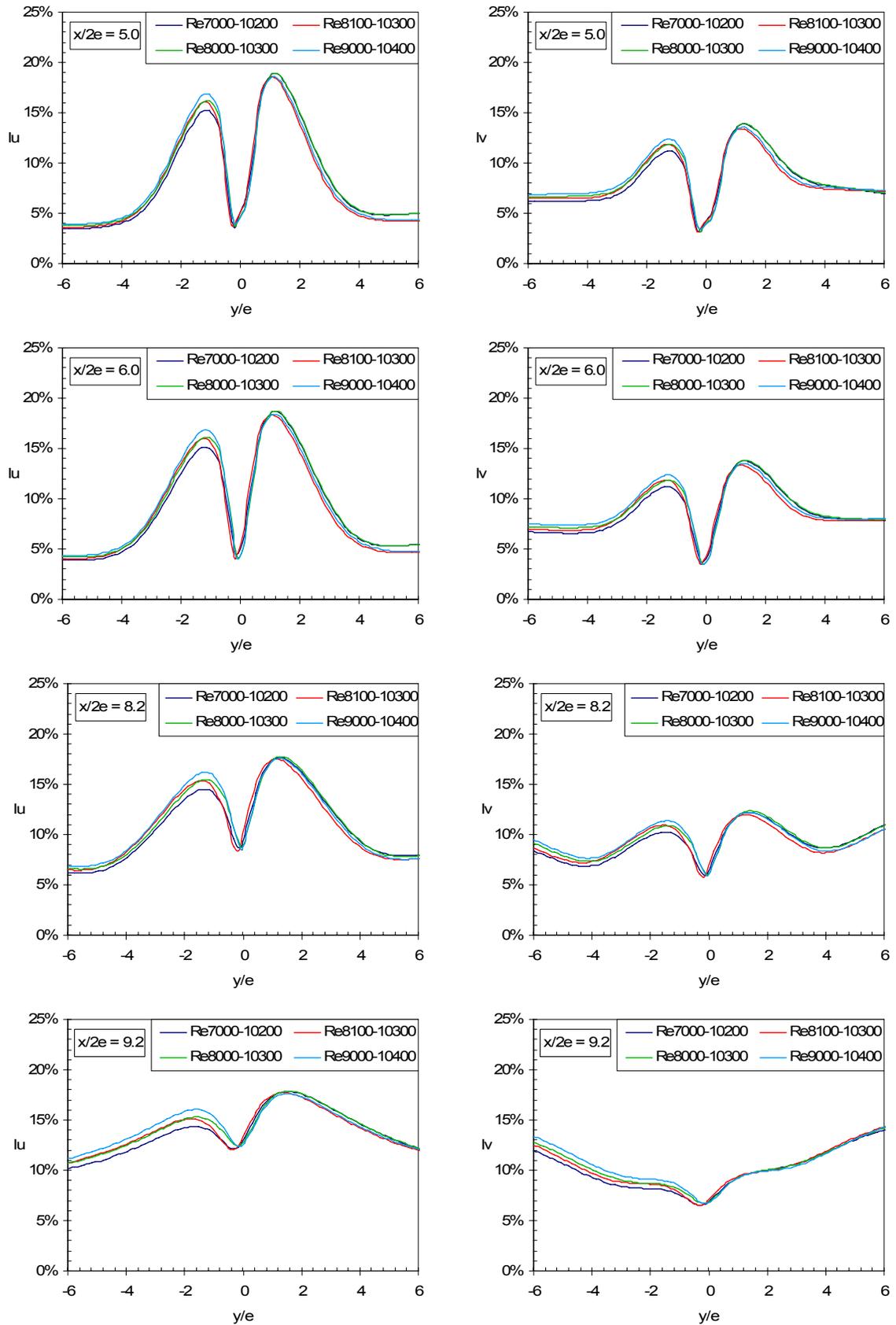


Figura 9-22: Distribución de Intensidad de Turbulencia, componente axial I_u (izq.) y componente transversal I_v (der.) a distintos niveles transversales; casos variando potencia de la fuente de calor

En la figura 9-23 se aprecia la evolución de los esfuerzos de Reynolds para los distintos niveles transversales, en donde se observa que no existen mayores variaciones para los dos casos simulados. Para todos los niveles se mantiene el mismo comportamiento independientemente de las condiciones del flujo. Las únicas diferencias que pueden ser observadas corresponden a variaciones de los máximos en la zona de las capas de mezcla, efecto que se pierde en el impacto.

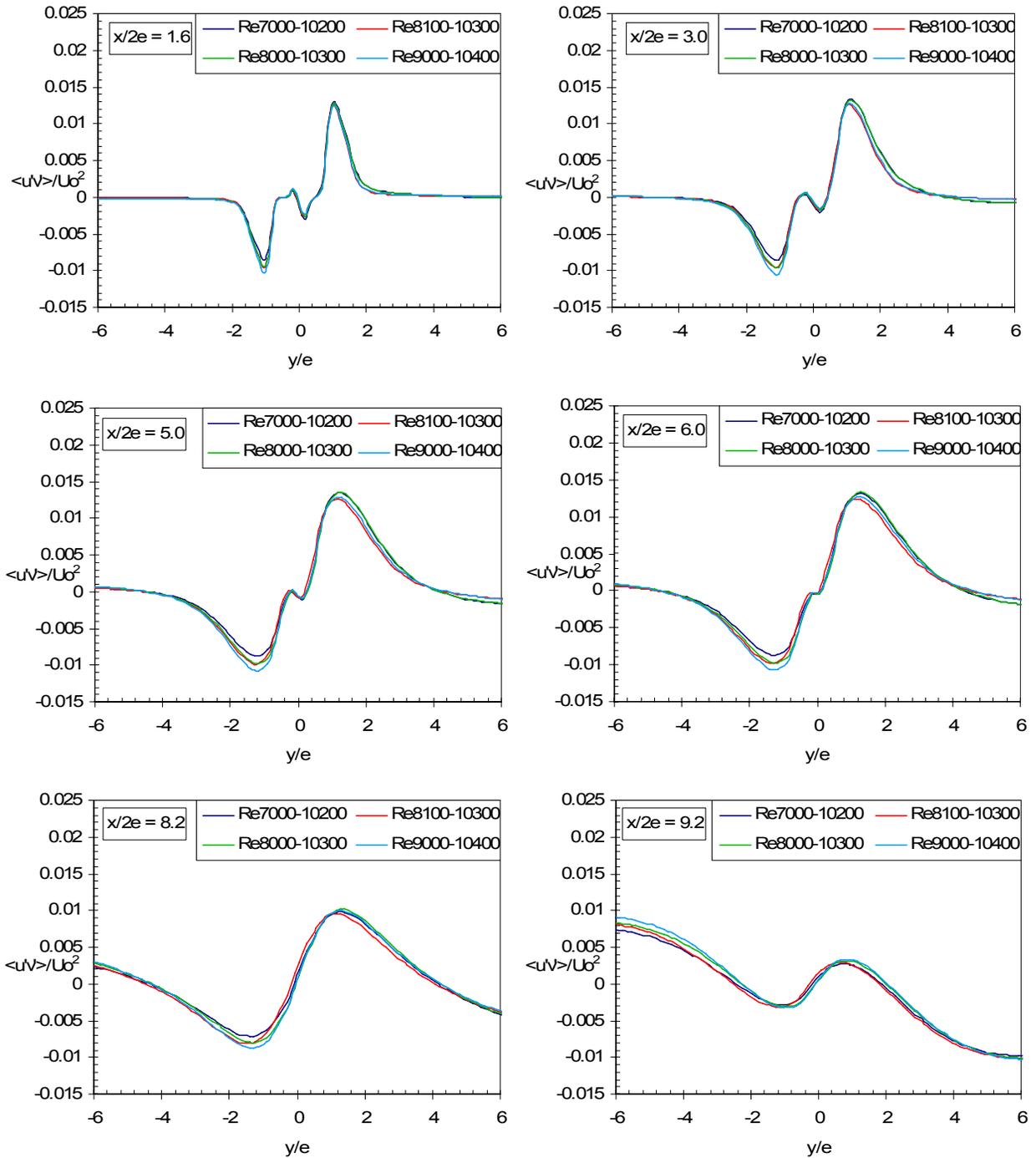


Figura 9-23: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ para distintos niveles transversales; casos variando potencia de la fuente de calor.

En la figura 9-24 se presenta la evolución del Coeficiente de Correlación R_{xy} para los distintos niveles analizados. A diferencia de lo observado en la sección anterior, en este caso no existe una diferencia apreciable en el comportamiento para cada caso manteniendo el mismo perfil para cada cortina (izquierda o derecha) independientemente de la potencia disipada por la fuente.

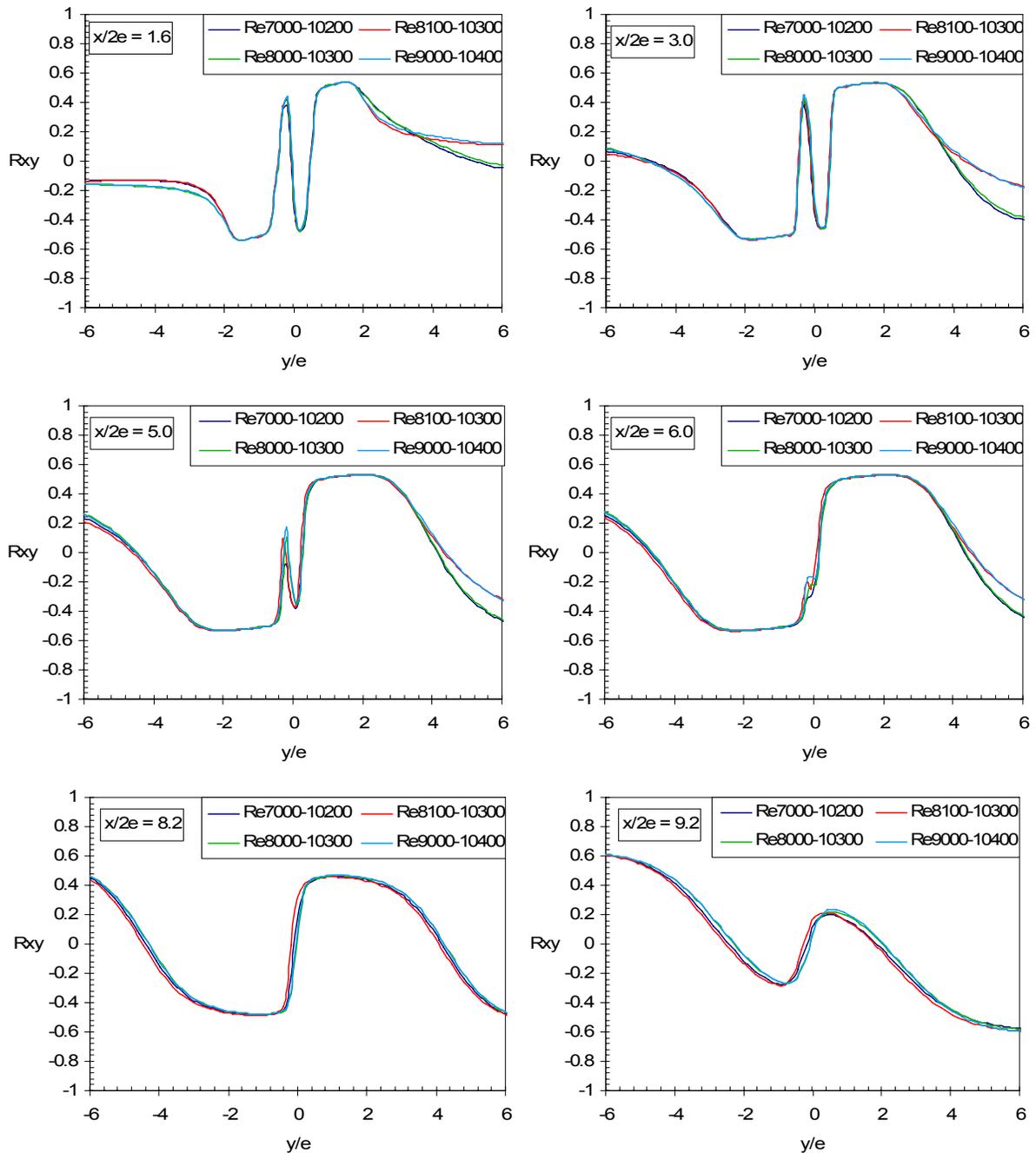


Figura 9-24: Distribución del Coeficiente de Correlación R_{xy} para distintos niveles transversales; casos variando la potencia de la fuente.

Si se analiza la evolución de la temperatura normalizada para los distintos niveles transversales, la cual se observa en la figura 9-25, se puede apreciar que ya no se mantiene la relación observada para la sección anterior, sino que ahora se tiene una variación en la relación de la temperatura en la zona exterior (protegida) dependiendo del calor disipado por la fuente. Se

observa que mientras mayor sea la potencia disipada por la fuente, mayor será la temperatura de la zona interior y por ende T_0 , por lo que mayor será la diferencia entre esta zona y la zona exterior produciendo una razón de temperatura T/T_0 menor.

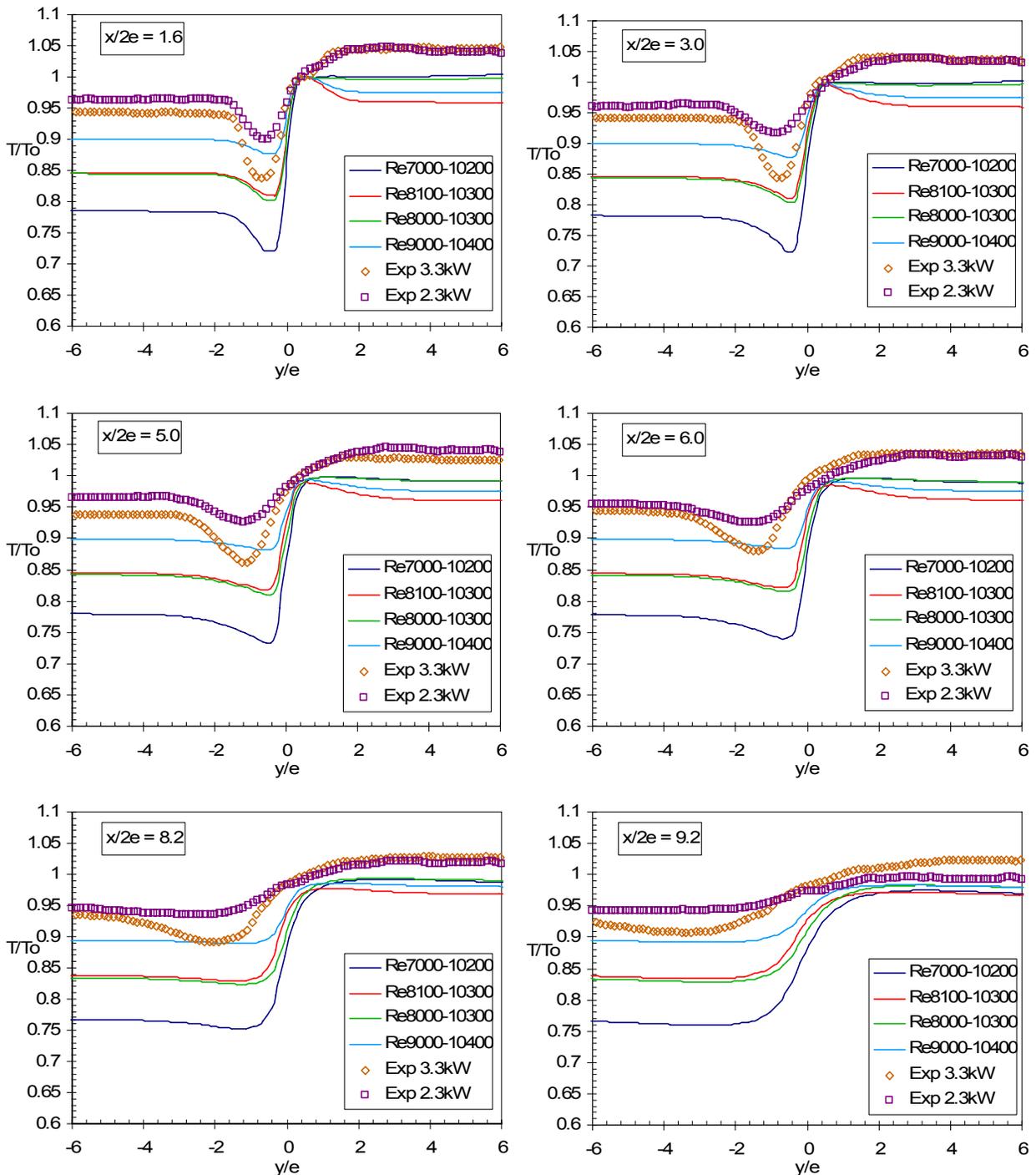


Figura 9-25: Distribución de temperatura media T/T_0 para distintos niveles transversales; casos variando potencia de la fuente de calor. Se incluyen datos experimentales (cortina Re6000-8000) de Celis [20].

Esta tendencia también puede ser observada, aunque menos significativa, de los resultados experimentales obtenidos para dos potencias diferentes, los cuales fueron incluidos en la figura anterior. Estos dos casos experimentales fueron obtenidos considerando (para ambos casos) una

cortina con número de Reynolds Re_{hot} 6000 y Re_{cold} 8000, pero variando la potencia disipada por la fuente. Al igual que como fue mencionado en la sección anterior, al comparar los resultados numéricos con las observaciones experimentales se aprecia que se predicen bastante bien las características principales de la cortina, especialmente el espesor de las cortinas. Sin embargo, la mayor diferencia se produce por una sobreestimación de la temperatura en las zonas protegidas, lo que da como resultado menores valores de T/T_0 en las zonas protegidas.

Un aspecto interesante observado entre los resultados numéricos es la relación que existe entre el número de Reynolds compuesto obtenido por la cortina derecha del caso I (Re 8100-10300) y la cortina izquierda del caso II (Re 8000-10300), en donde se observa que se produce una razón de temperatura idéntica a pesar de encontrarse en lados diferentes (respecto a la proximidad de la fuente de calor).

9.3 Conclusiones del capítulo

A través de la variación de la velocidad de los jets de cada cortina, por medio de disminuir la diferencia de presión en los ventiladores, se pudo determinar que esto produce un aumento significativo de la temperatura de los flujos, generando a su vez una disminución del número de Reynolds de cada jet. Este comportamiento puede conllevar a que se obtenga una temperatura de operación crítica muy elevada si es que se utilizan velocidades de jets muy bajas, produciendo algún daño estructural al dispositivo o dañando los ventiladores de las recirculaciones calientes. Por lo tanto, se debe tomar precaución al respecto previamente a realizar cualquier experiencia en la instalación experimental.

A través de ambos análisis realizados en este capítulo se pudo observar que para flujos con número de Reynolds bajos se tendrán perfiles de velocidad axial y energía cinética turbulenta en las boquillas más redondeados, perdiendo sus características de jets turbulentos y volviéndose más laminares. Esto indica que el número de Reynolds sí juega un rol en este tipo de dispositivo, produciendo diferencias no despreciables en la boquilla de las cortinas. También se observó que al disminuir el número de Reynolds se produce un aumento de la energía cinética turbulenta normalizada con que es emitida cada cortina.

Un efecto importante que se produce al disminuir el número de Reynolds es el aumento de la temperatura en todas las zonas del dispositivo, especialmente en la zona confinada izquierda y en sus respectivas zonas exteriores. Se observa que para una cortina con número de Reynolds 3700-5100 se obtiene una temperatura superior a 80°C para la zona exterior, lo cual es muy elevado para ser soportado por una persona. Por lo tanto se puede considerar que velocidades menores a 16 y 11m/s en un doble jet-doble flujo son muy bajas y no producen un confinamiento suficientemente efectivo. Cabe recordar que esta conclusión fue obtenida considerando esta disposición en particular, por lo que si la fuente de calor genera una temperatura menor o si se encuentra en una posición más central respecto al dispositivo, tal vez sí pueda proporcionar la confinación requerida.

Al estudiar el comportamiento de la velocidad media axial en el eje central de cada cortina se pudo distinguir que inicialmente, hasta el nivel $x/2e = 4.0$, se obtuvo un comportamiento independiente del número de Reynolds de las cortinas, pero dependiente de la temperatura de los flujos. Esto es muy interesante ya que inicialmente se mostró que el número de Reynolds posee

una dependencia indirecta con la temperatura, sin embargo en esta zona se vuelve completamente independiente. Una vez pasado este nivel se obtuvo una pérdida de coherencia de las curvas, mostrando una clara dependencia del número de Reynolds: las cortinas con un número de Reynolds compuesto menor presentan un decaimiento anticipado respecto a las cortinas con valores mayores. Por su parte, los máximos de velocidad obtenidos a cada nivel también presentan la misma dependencia con el número de Reynolds compuesto, cubriendo todo el rango de la cortina.

Al analizar la Intensidad de Turbulencia axial para cada nivel transversal se distinguió que se obtendrán valores menores para los flujos con menores números de Reynolds. Sin embargo, en la zona central de la cortina esta relación se invierte dependiendo principalmente de la velocidad de los jets de cada cortina. Para este eje los flujos con mayor velocidad tendrán magnitudes menores. Además se obtuvo que el espesor de la zona de impacto disminuye al aumentar la velocidad, alcanzando un único máximo de 23% para todos los casos, a la altura $x/2e = 9.7$.

Un efecto interesante es la razón de temperatura constante obtenida para la zona exterior de cada cortina, independiente del número de Reynolds de los jets, dependiendo principalmente de la potencia de la fuente de calor. Esta característica permite estimar de forma rápida una aproximación adecuada de la temperatura de la zona protegida al determinarse una temperatura de la zona confinada dada por la velocidad de los jets. Para la disposición considerada y una potencia de la fuente de 9500W/m se obtuvo una razón de temperaturas $T/T_0 \approx 0.78$ para la cortina izquierda y de $T/T_0 \approx 0.84$ para la cortina derecha. Por su parte, al disminuir la potencia de la fuente de calor se obtiene un aumento de la razón de temperaturas, indicando una disminución de la eficiencia del dispositivo. Esta tendencia indica que a medida que aumenta la potencia de la fuente se tendrá un aumento en la eficiencia, sin embargo también se tendrá un aumento de la temperatura en la zona exterior (protegida) pudiendo llegar a valores demasiado altos si la velocidad de los jets no se aumenta lo suficiente.

Al comparar los resultados numéricos con resultados experimentales de temperatura disponibles se aprecia que existen diferencias en los valores de la temperatura medidos, especialmente en la zona confinada, sin embargo el modelo numérico reproduce bastante bien el comportamiento general de la cortina. También se pudo determinar que tanto experimental como numéricamente se mantiene la misma tendencia al aumentar el número de Reynolds compuesto de la cortina para una misma potencia disipada y al aumentar la potencia disipada por la fuente, pero manteniendo el número de Reynolds de la cortina. Experimentalmente se observó que la razón de temperatura de la zona confinada se mantiene constante en $T/T_0 \approx 0.96$ para los casos con la misma potencia (2.3kW), lo que es un 23% mayor que lo estimado numéricamente por el modelo bidimensional. Cabe destacar que esta diferencia se debe principalmente por una sobreestimación de la temperatura T_0 , afectando la normalización. De todas formas es necesario nuevas simulaciones con valores más cercanos a la realidad, en términos de velocidad y temperatura, en conjunto con precisar y pulir los métodos de medición o la instrumentación ya que obtener una razón de temperatura cercana a 0.96 es bastante pobre e indica que prácticamente la cortina no genera la confinación requerida. Pese a estas diferencias observadas, se puede decir que el modelo numérico utilizado predice bastante bien el comportamiento general del dispositivo, sirviendo como herramienta para predecir el comportamiento de la confinación para distintas condiciones de operación, sin embargo, a nivel más local, se requieren mayores datos experimentales, tanto de velocidad como de energía cinética turbulenta para comprobar el comportamiento predicho en las cortinas y en la zona de impacto.

10 Comparación del Dominio Utilizado

10.1 Comparación entre dominio 2-D y 3-D

Hasta el momento todas las simulaciones presentadas fueron realizadas utilizando un dominio bidimensional, en donde se consideró que la profundidad es muy grande. Sin embargo, el dispositivo de confinación experimental, el cual se quiere reproducir de forma numérica, posee una profundidad de 30cm ($L/H = 2$), por lo que podría existir algún efecto tridimensional que afecte de alguna forma los flujos en su interior. Debido a que los jets que componen cada cortina son jets planos, es decir su ancho es varias veces menor que su profundidad, no se espera que en la zona de las cortinas se produzcan diferencias evidentes, sin embargo, en la zona de los jets de pared y la fuente de calor podrían aparecer estos efectos tridimensionales, afectando los resultados obtenidos. Un efecto importante que se desea analizar es la influencia de las paredes laterales en el intercambio de temperatura, especialmente por estar sometidos a la radiación a diferencia de los casos bidimensionales.

Para realizar esta simulación tridimensional se consideró el dominio completo del dispositivo, el cual se malló utilizando el criterio descrito en el capítulo 5 (Validación del Modelo). El modelo de turbulencia utilizado para esta simulación, al igual que para el caso bidimensional comparado, corresponde al modelo RSM. Las condiciones de borde utilizadas fueron las mismas que las usadas para el caso bidimensional. A su vez, los ventiladores se impusieron con el mismo salto de presión, $\Delta p_{\text{ventilador caliente}} = 280\text{Pa}$ y $\Delta p_{\text{ventilador frío}} = 260\text{Pa}$. La potencia de la fuente de calor se impuso a la misma potencia lineal que para el caso bidimensional, fijándola a 9500W/m , lo que se traduce en una potencia efectiva de 2850W .

Los métodos de resolución fueron los mismos a los utilizados para el caso en dos dimensiones, sin embargo, producto de problemas de convergencia de las simulaciones en pruebas realizadas se optó por una discretización de primer orden (valores por defecto) sacrificando un poco de la fiabilidad de los resultados, pero pudiendo tener una visión general de los flujos. La única discretización que se mantuvo igual para los dos casos fue la del acoplamiento de la presión y la velocidad, en el que se utilizó el método SIMPLEC. Respecto al paso de tiempo, se utilizó un paso de 0.0001 segundos, 5 veces inferior al caso en 2-D, debido a la mayor dificultad que representa este caso al incluir la tercera dimensión.

10.1.1 Comparación en campos medios

En la figura 10-1 se presentan los campos de velocidad media para los dos casos simulados. En la figura izquierda se muestra el campo de velocidad para el caso bidimensional, mientras que en el lado derecho se pueden observar tres cortes de todo el dominio a varias profundidades: $z = 0.05\text{m} = 0.167L$, $z = 0.15\text{m} = 0.5L$ y $z = 0.25\text{m} = 0.833L$. En esta figura también se incluyen las secciones de las boquillas y la zona de angostamiento de los circuitos de aire, la zona de succión de los circuitos de recirculación y la fuente de calor, la cual se puede ver como un rectángulo en el suelo del túnel cerca de la cortina izquierda. Para facilitar la comparación y poder apreciar las

diferencias existentes en el flujo para las tres profundidades, se tomaron los tres planos de corte y se puso uno encima del otro, lo que se aprecia (para la cortina izquierda) en la imagen izquierda de la figura 10-2.

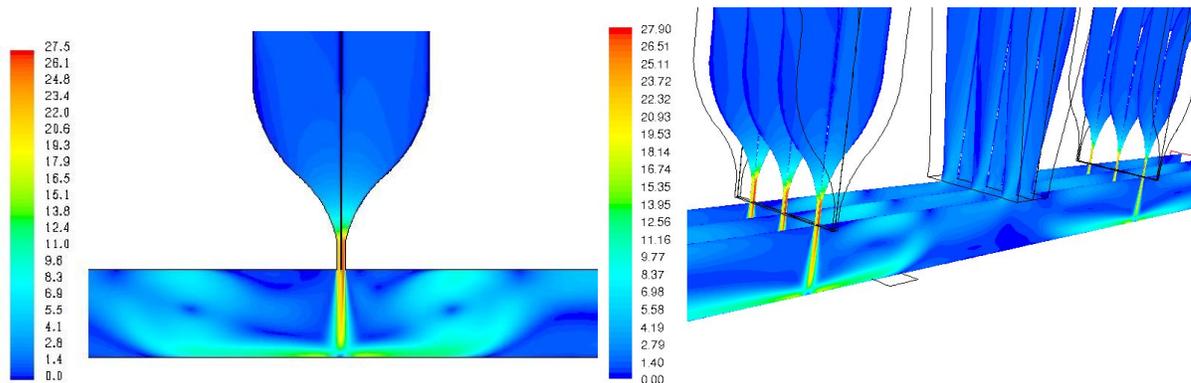


Figura 10-1: Campos de velocidad media para caso bidimensional (izq.) y tridimensional (der.), [m/s].

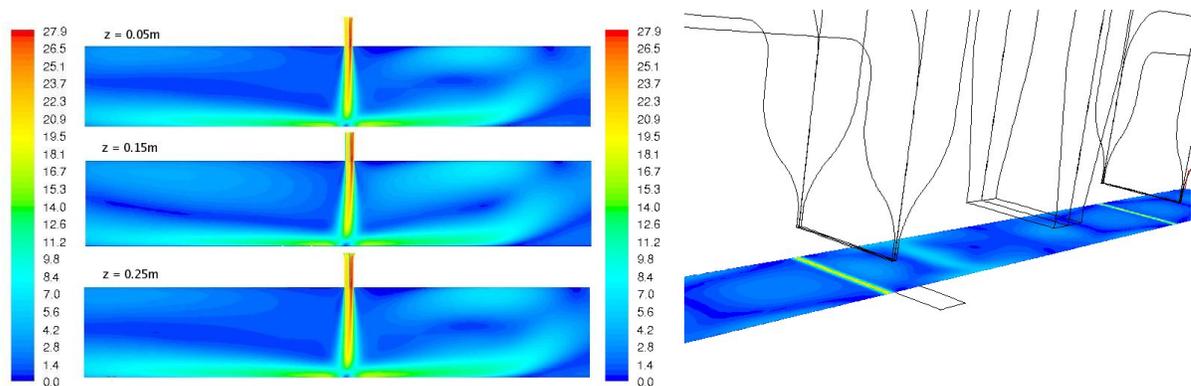


Figura 10-2: Campos de velocidad media para el caso tridimensional [m/s]: tres cortes verticales a $z=0.05m$, $0.15m$ y $0.25m$ (izq.) y un corte transversal a $x/2e = 5.0$ (der.).

Si se observa el campo de velocidad para ambos casos simulados se observa que efectivamente las cortinas se comportan de forma bidimensional, mostrando campos prácticamente iguales. Para la simulación tridimensional en particular se observa que las recirculaciones se producen más lejos de la cortina que en el caso bidimensional, ocupando un mayor volumen del túnel. Esto se distingue mejor para las recirculaciones no afectadas por la temperatura y se cree que son producto de la discretización elegida. De todas formas, pese a esta discretización, se observa que se produce una recirculación cercana a la cortina debido al efecto térmico de la fuente de calor al igual que como sucede para el caso 2-D.

Si se comparan los tres cortes verticales analizados se observa que no existen mayores diferencias entre estos, mostrando que el flujo es bastante simétrico. Esto puede ser apreciado con mayor claridad en un corte transversal del túnel, el que se muestra en la ilustración derecha de la figura 10-2, en donde se observa que el flujo es perfectamente simétrico respecto a la mitad del túnel (respecto al eje z). De esta figura también se puede apreciar que no existen efectos significativos producto de la formación de capa límite con las paredes laterales del túnel, por lo que las cortinas mantienen la misma estructura hasta muy cerca de las paredes.

Para poder observar si dentro del túnel se producen efectos tridimensionales significativos en el flujo, en la figura 10-3 se muestran las líneas de trayectoria que salen de las boquillas a las

mismas profundidades que los cortes verticales antes mencionados. Estas líneas de trayectoria del flujo representan el camino que seguirían unas partículas que son liberadas desde las posiciones indicadas en las boquillas. Estas líneas se encuentran coloreadas de acuerdo a la temperatura del fluido, cubriendo el rango entre 27 y 250°C. De esta figura se observa que la única zona donde existen efectos tridimensionales es en la zona confinada izquierda, luego de pasar la fuente de calor, en donde un flujo secundario revuelve el flujo que se encuentra a alta temperatura. Pese a que se produce esta recirculación, el flujo no traspasa el nivel medio del túnel ($z/L = 0.5$) formando estructuras rotacionales simétricas. En esta misma figura además se puede apreciar la posición de la fuente de calor, representada como un rectángulo en el suelo del túnel, en donde se aprecia claramente que luego de que el flujo pasa sobre esta zona aumenta significativamente de temperatura y se eleva producto de la diferencia de densidad. Por último, también se puede apreciar que en la cortina derecha, donde no existe la influencia directa de la fuente de calor, el flujo que se produce es netamente bidimensional.

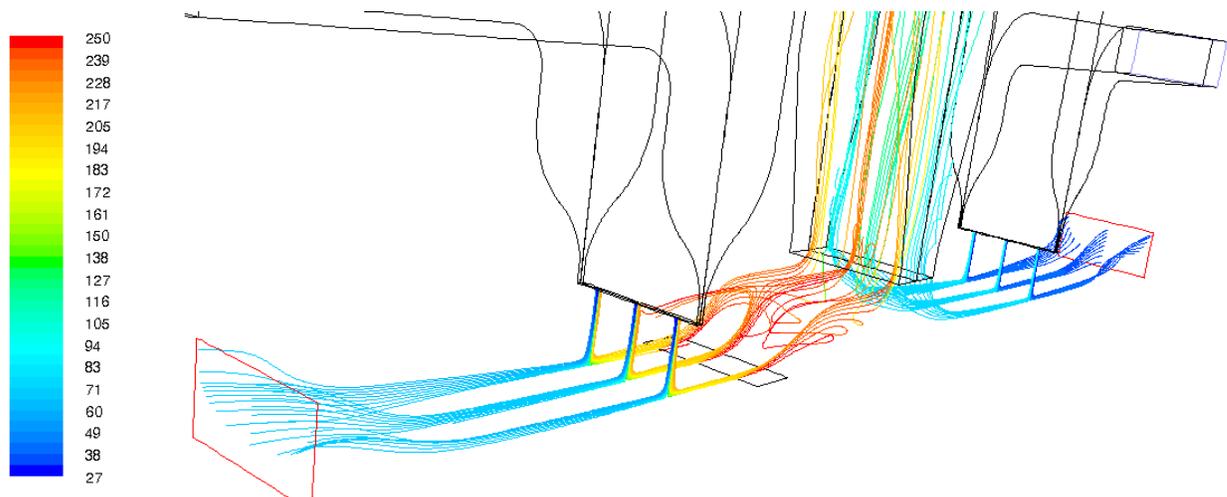


Figura 10-3: Líneas de trayectoria que salen de las boquillas para tres profundidades, coloreadas de acuerdo a la temperatura del flujo entre 27 y 250°C, caso tridimensional.

Si se observa el campo de la energía cinética turbulenta k para los dos casos en la figura 10-4, se puede apreciar que no existen diferencias significativas en el jet, existiendo solo una diferencia de $1\text{m}^2/\text{s}^2$ en el máximo medido en la zona de impacto. Por su parte, los jets de pared para el caso tridimensional presentan un espesor levemente menor además de unas recirculaciones con el campo de energía más homogéneo. Esto último es producto de que estas recirculaciones ocupan más espacio, lo que produce gradientes más leves en el campo del flujo.

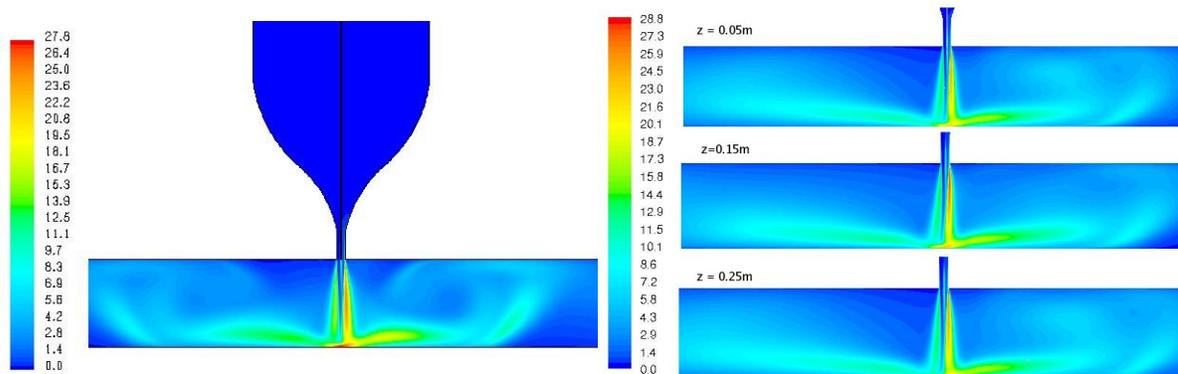


Figura 10-4: Campos de energía cinética turbulenta k , caso bidimensional (izq.) y tres cortes verticales para caso tridimensional (der.), [m^2/s^2].

Al comparar los campos de temperatura para los dos casos, lo cual se muestra en la figura 10-5, se observa que existe una diferencia importante entre ambos casos analizados. En particular se tiene que en la zona confinada se pasa de una temperatura de 138-154°C para el caso bidimensional a una temperatura de 223-246°C para el caso tridimensional, lo que corresponde a un aumento de 85-92 grados. Por su parte, la zona confinada derecha presenta una disminución de 15 grados. Respecto a las zonas exteriores, para el lado izquierdo se tiene un aumento de 14 grados, pasando de 54 para el dominio 2-D a 68°C para el 3-D, mientras que el lado derecho presenta una disminución de 4 grados, pasando de 41 a 37°C. Es importante hacer notar que al comparar los tres niveles verticales analizados para el caso 3-D no se obtienen diferencias significativas en el campo de temperatura, repitiéndose los mismos valores presentados en la sección central del túnel ($z = 0.15 [m]=0.5L$).

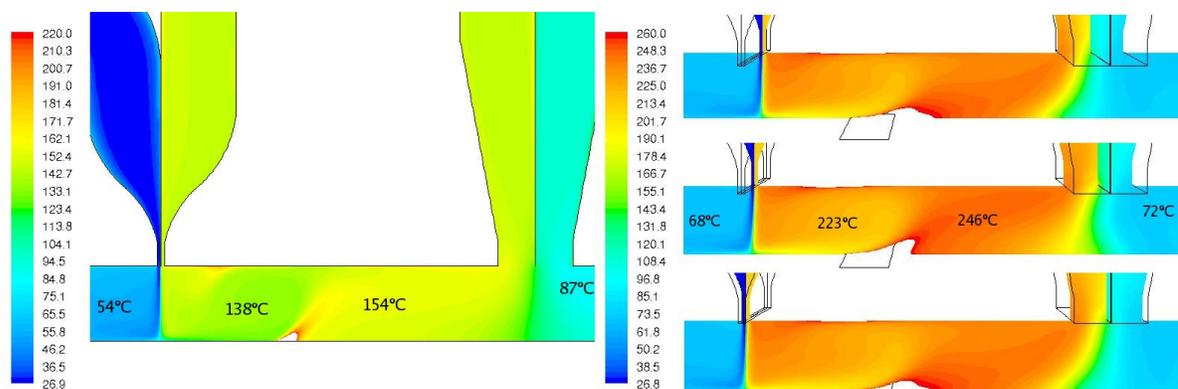


Figura 10-5: Campos de temperatura para el lado izquierdo del dispositivo, [°C]: caso bidimensional (izq.) y tres cortes verticales para caso tridimensional (der.).

Estas diferencias de temperatura, observadas entre los dos modelos, están centradas principalmente en la zona de la fuente debido a la acción radiativa de las paredes laterales del túnel, las cuales no son consideradas en el caso bidimensional. Dada su cercanía a la fuente de calor, éstas reciben directamente la radiación emitida por la fuente, calentando su superficie y luego irradiando al resto de las paredes cercanas mientras se transmite calor al fluido por medio de la conducción y convección. Esta mayor superficie de contacto produce un aumento de la transferencia de calor hacia el fluido, aumentando su temperatura de mayor forma que para el caso bidimensional. Este mismo efecto también produce que el calor irradiado hacia las otras zonas del dispositivo sea menor ya que, al ser más eficiente la transferencia de calor hacia el fluido, la temperatura de las paredes más cercanas a la otra zona confinada es menor. Esto

produce a su vez una disminución en la radiación hacia las zonas más alejadas de la fuente, con la consiguiente disminución en la temperatura de la zona respectiva.

10.1.2 Comparación en niveles transversales

Al obtener diferencias en las temperaturas de los flujos se espera que existan variaciones en las propiedades de estos, lo que conlleva a modificaciones en las cortinas. Los valores obtenidos en las boquillas para los dos casos se resumen en la tabla 10-1, en donde se aprecia que efectivamente existen pequeños cambios en las condiciones iniciales de las cortinas.

Caso	Cortina	T_J [K]	U_J [m/s]	Re_J
2D	Izq.	420.303	26.1621	6961.439
		303.022	21.8076	10242.292
	Der.	372.091	24.6407	8083.519
		301.532	21.7867	10322.017
3D	Izq.	484.659	27.5325	5753.022
		299.998	21.3282	10196.35
	Der.	372.127	24.3028	7971.34
		299.998	21.3507	10207.10

Tabla 10-1: Valores obtenidos en la boquilla, dominios bidimensional y tridimensional.

Al igual que en los casos bidimensionales antes estudiados, al producirse un aumento de la temperatura se observa que existe un aumento en la velocidad máxima del flujo y una disminución del número de Reynolds del jet. Esto produce, como será constatado a continuación, pequeñas variaciones en el campo de velocidad media axial en las cortinas, así como en el resto de las variables analizadas.

Para disminuir la notación en los gráficos comparativos de la simulación 3-D se realizó un promedio de los valores obtenidos en los tres cortes verticales mostrados en las figuras anteriores, con lo que se forma una curva representativa para cada nivel.

En la figura 10-6 se presenta la velocidad media axial U/U_0 para ambos casos, en donde se aprecia que en los niveles superiores de las cortinas se presentan las mayores diferencias de magnitud entre los dos casos, especialmente para la cortina izquierda. A medida que se aleja el flujo de las boquillas se observa que las curvas se van haciendo más parecidas entre sí, sin embargo, existe un leve cambio en la inclinación de las cortinas para el caso tridimensional, haciendo que la cortina derecha se incline hacia la zona confinada, mientras que la cortina izquierda se incline hacia la zona protegida. Estas leves diferencias son causadas principalmente por el cambio en la temperatura de la zona confinada y la modificación del número de Reynolds compuesto de cada cortina asociada a esta variación de la temperatura.

Respecto a las características de las cortinas, se ve que en ambos casos se logran espesores iguales y que la unión de los jets se realiza para un nivel próxima a $x/2e = 5.0$.

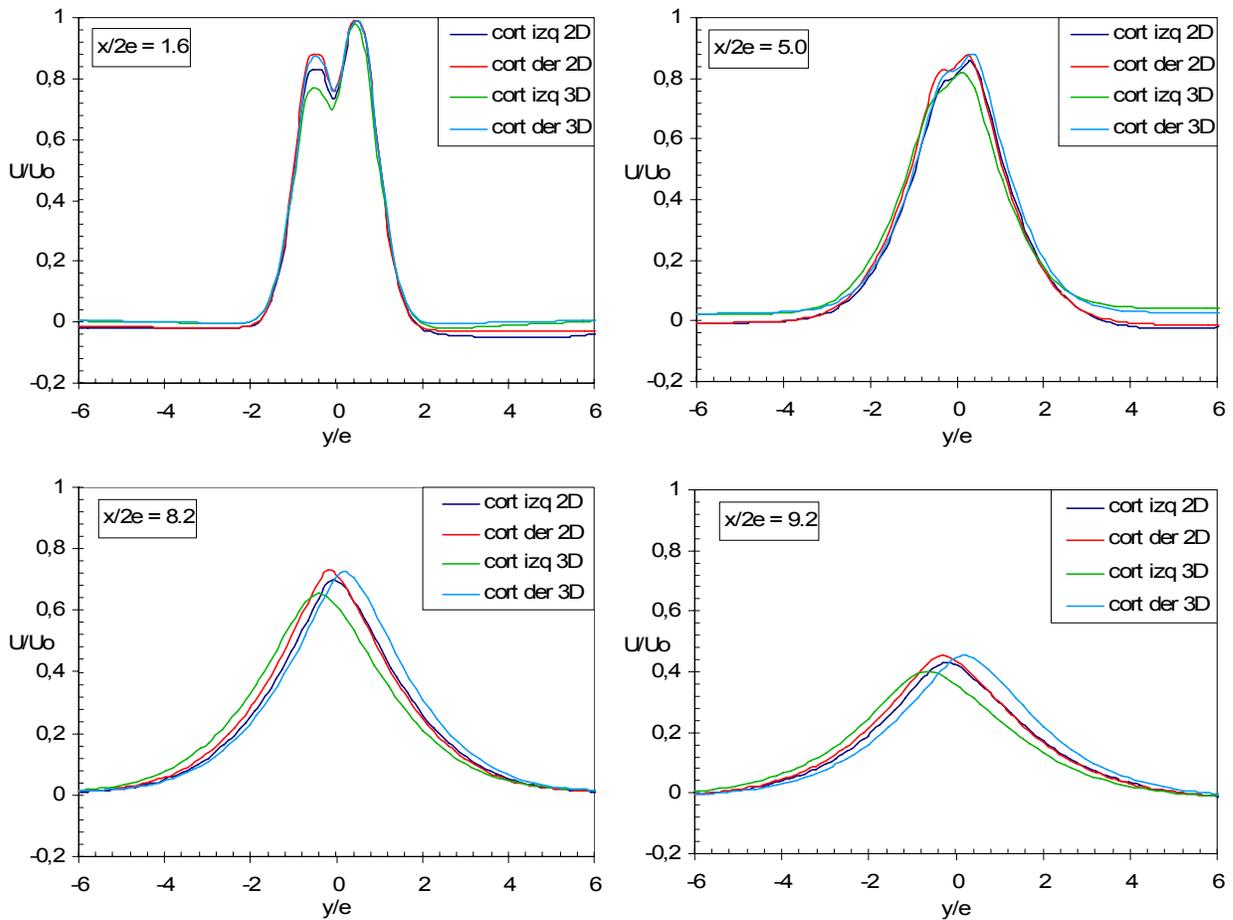


Figura 10-6: Distribución de velocidad media axial U/U_0 , para ambas cortinas, a distintos niveles transversales; comparación entre casos 2-D y 3-D.

Al observar los distintos niveles de energía cinética turbulenta para los dos casos (figura 10-7) se aprecia que inicialmente las curvas coinciden bastante bien tanto en forma como en magnitud, presentando los tres máximos característicos producidos por la acción de las capas de mezcla al interactuar con los alrededores y entre los jets. Luego, a medida que el flujo se aleja de la boquilla, el caso tridimensional se va diferenciando de los valores obtenidos de forma bidimensional mostrando valores de inferior magnitud, lo cual es más notorio en las zonas de mezcla y en la zona de impacto. Esto corresponde a una diferencia significativa entre los dos casos y muestra la influencia de la temperatura en la energía cinética turbulenta de la cortina.

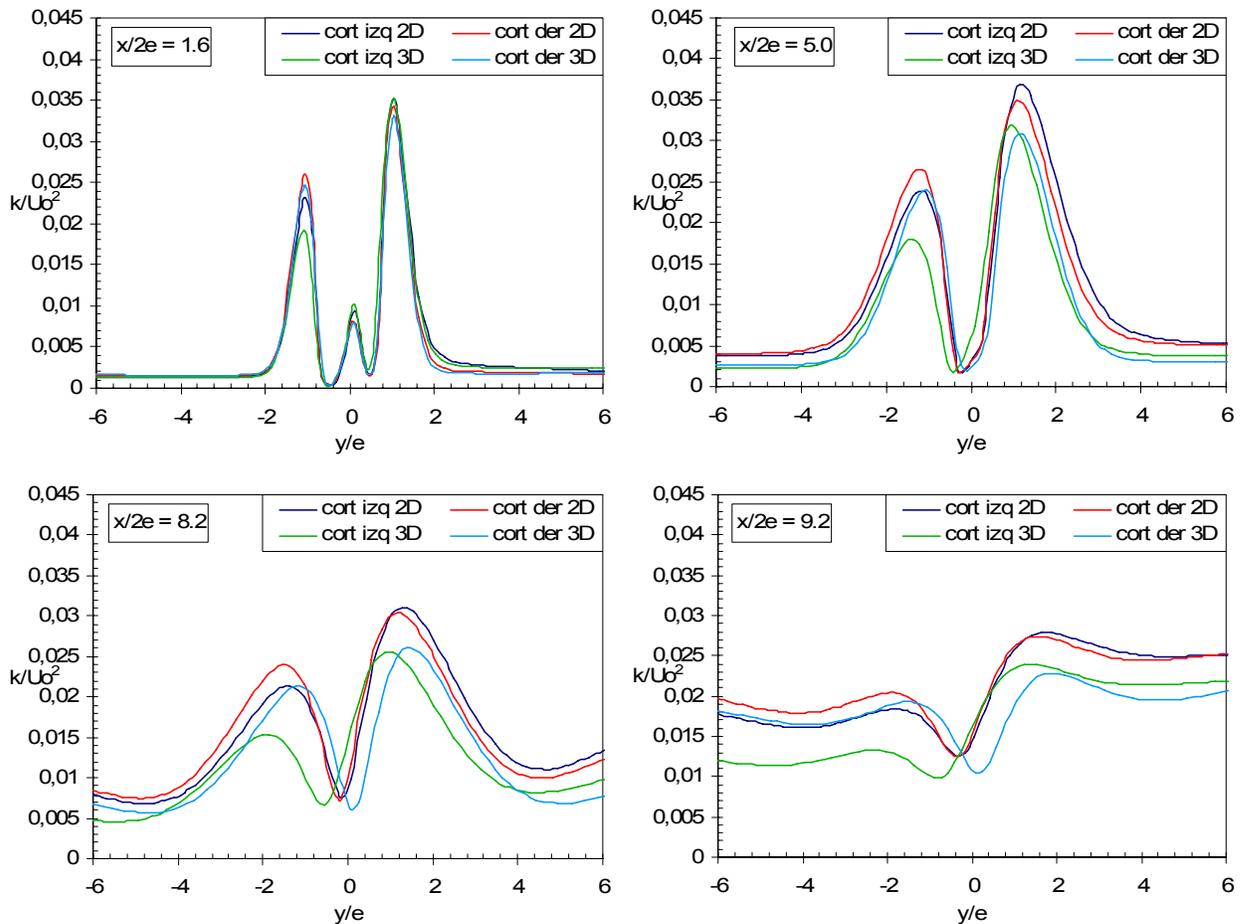


Figura 10-7: Distribución de energía cinética turbulenta k/U_0^2 , para ambas cortinas, a distintos niveles transversales; comparación casos 2-D y 3-D.

En la figura 10-8 y figura 10-9 se presentan las Intensidades de Turbulencia para las tres componentes de la velocidad. Al comparar el comportamiento de las curvas de la simulación bidimensional con las obtenidas por medio de un dominio tridimensional se observa que para las tres componentes de la intensidad se tiene una concordancia bastante buena, especialmente para los niveles superiores. A medida que el flujo se aleja de la boquilla se aprecia que las curvas para el caso 3-D presentan una magnitud levemente menor para el caso de la cortina derecha, mientras que se observa una mayor diferencia para la cortina izquierda, especialmente para la zona de la capa de mezcla izquierda (determinada por la interacción entre el jet frío de esta cortina y la zona exterior). Esta variación se debe principalmente por el aumento de velocidad del jet caliente U_0 generado por el aumento de temperatura y que afecta la normalización realizada para definir la Intensidad.

Al comparar los niveles de Intensidad de Turbulencia transversales (figura 10-9) se aprecia que las magnitudes son prácticamente iguales entre ellas, siendo ambas inferiores a la Intensidad de Turbulencia axial.

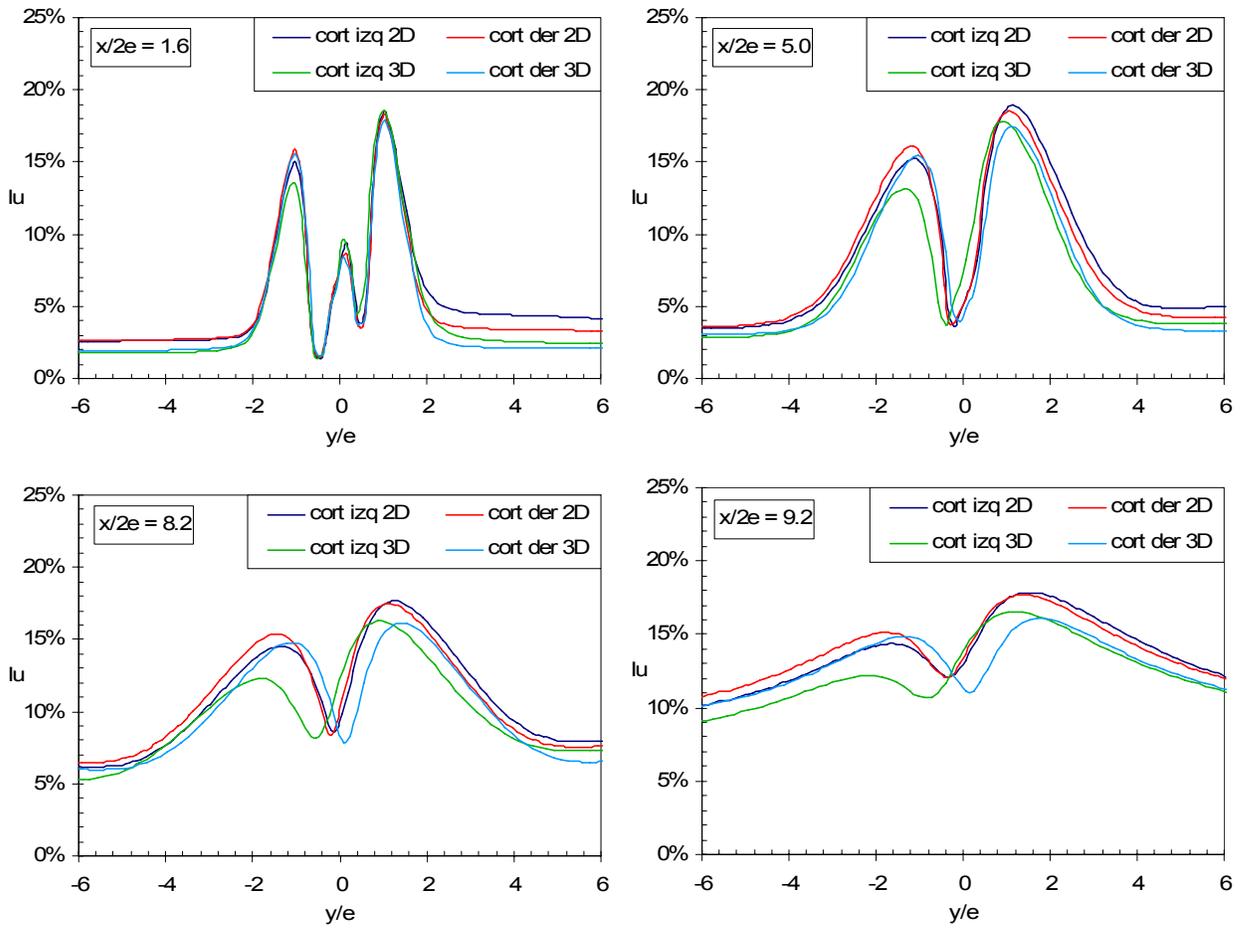


Figura 10-8: Distribución de la componente axial de Intensidad de Turbulencia I_u , para ambas cortinas, a distintos niveles transversales; comparación casos 2-D y 3-D.

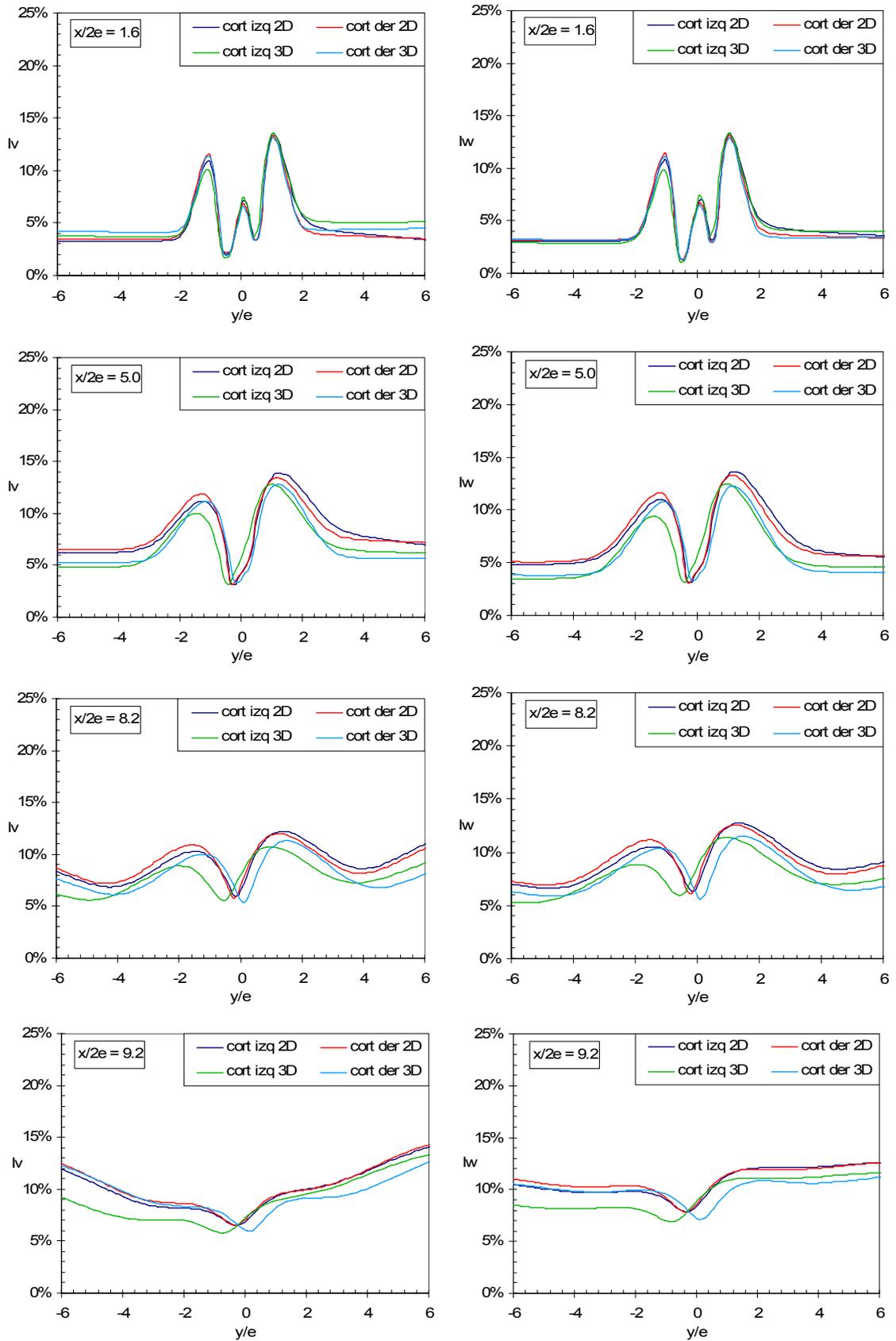


Figura 10-9: Distribución de la Intensidad de Turbulencia transversal I_v (izq.) y I_w (der.) para ambas cortinas, a distintos niveles transversales; comparación casos 2-D y 3-D.

En la figura 10-10 y figura 10-11 se presenta la evolución de los tres esfuerzos de Reynolds diferentes que se obtienen de las tres componentes de la fluctuación de la velocidad. Para el caso bidimensional solo se obtiene un esfuerzo de Reynolds, $\langle u'v' \rangle$, el cual se encuentra comparado con el obtenido para el caso 3-D en la figura 10-10. De esta figura nuevamente se observa que en los niveles superiores las curvas son idénticas y se van diferenciando a medida que se alejan de la boquilla, teniendo los valores para la simulación tridimensional una magnitud levemente menor hasta el nivel $x/2e = 8.2$. En la zona de impacto se aprecia que las curvas se vuelven a parecer bastante, salvo que levemente desplazadas por el cambio en la inclinación ya mencionado.

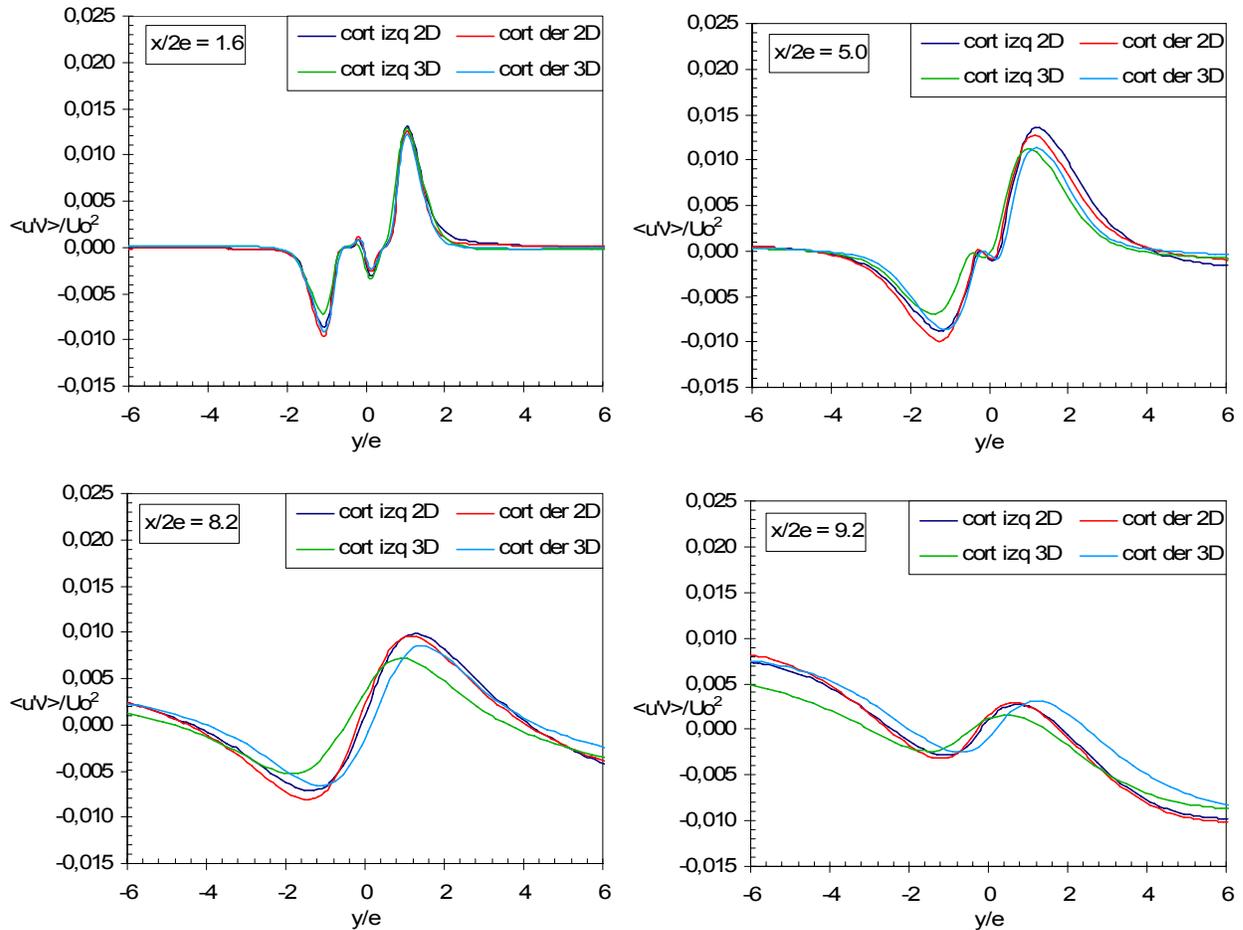


Figura 10-10: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$, para ambas cortinas, a distintos niveles transversales; comparación casos 2-D y 3-D.

Debido a que el modelo bidimensional no calcula los esfuerzos de Reynolds $\langle u'w' \rangle$ y $\langle v'w' \rangle$, la figura 10-11 solo presenta las curvas obtenidas para el caso 3-D. Dado que el comportamiento de las curvas cambia dependiendo de profundidad donde sea medido, en este caso no se realizó el promedio de los valores obtenidos en los tres cortes verticales, sino que se presentan los valores obtenidos directamente. Al comparar los gráficos de esta figura se observa que estos esfuerzos son de bastante menor magnitud que los mostrados en la figura anterior, además se presenta un comportamiento perfectamente simétrico respecto al centro del túnel (nivel z_2 de los gráficos). Otro aspecto interesante que puede ser observado de esta figura es que el comportamiento de ambas cortina es completamente diferente para el lado confinado de las cortinas ($y/e > 0$), mientras que es bastante más parecido para el lado exterior de las cortinas ($y/e < 0$).

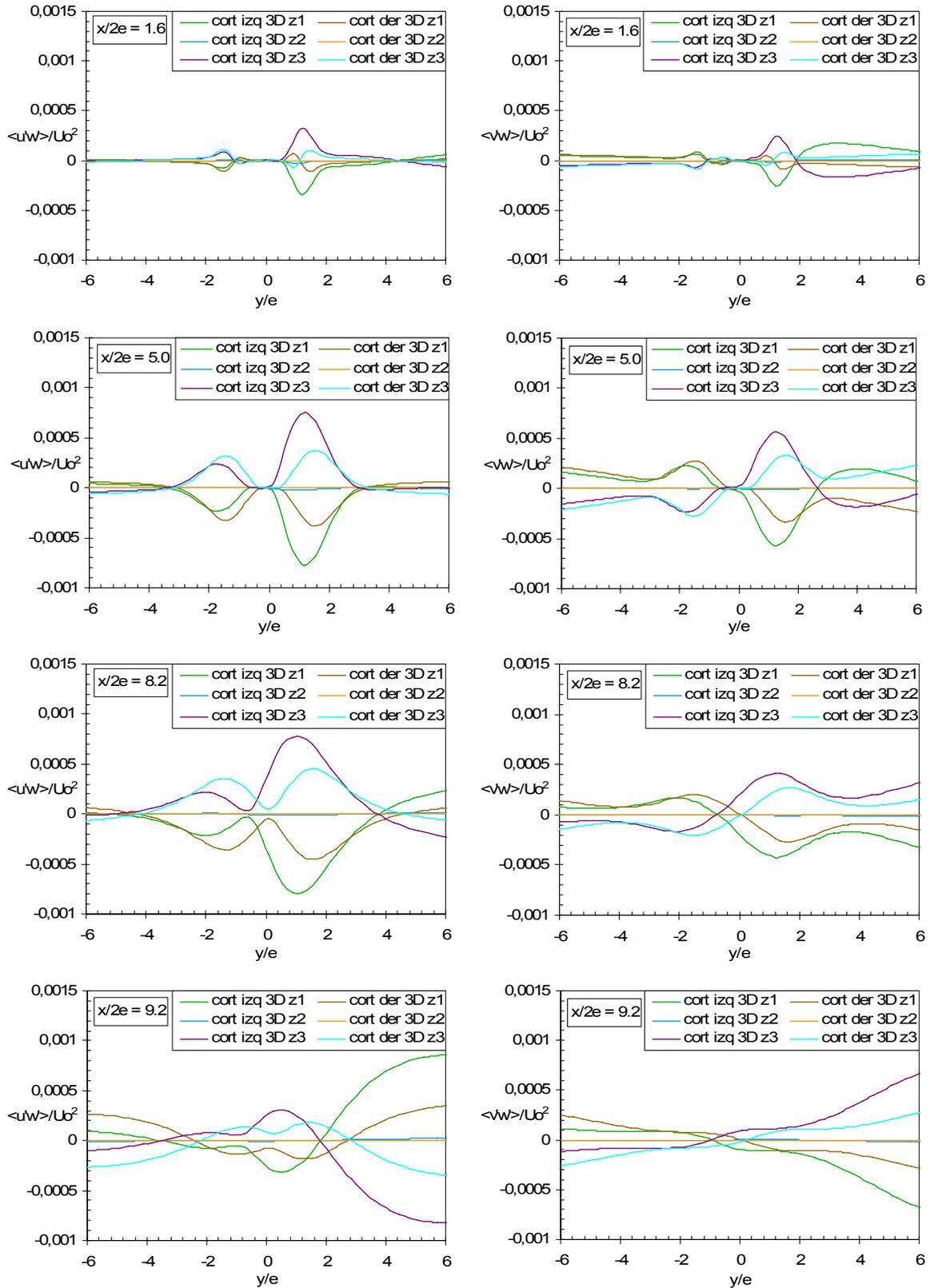


Figura 10-11: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'w' \rangle / U_0^2$ (izq.) y $\langle v'w' \rangle / U_0^2$ (der.) para distintos niveles transversales. z1: $z/L=0.167$; z2: $z/L=0.5$; z3: $z/L=0.833$. Comparación casos 2-D y 3-D.

Al comparar la evolución de la temperatura entre ambos casos (figura 10-12) se aprecia que solo para la cortina izquierda se tiene una diferencia significativa de la razón de temperaturas. Debido al mayor calentamiento del aire para el lado izquierdo de la zona confinada, la razón de temperaturas que produce la cortina izquierda para el caso tridimensional es de 0.702, mientras que para el caso bidimensional se tiene una razón de 0.780. Haciendo el mismo análisis para la cortina derecha se tiene que para el caso 3-D se obtiene una razón de 0.834 mientras que para el caso 2-D se obtuvo una razón de 0.845, lo que no constituye un cambio significativo.

Esta diferencia en la razón de temperatura no debe ser considerada como una disminución neta de la temperatura obtenida en la zona exterior al realizar una simulación bidimensional ya que esta representa una consecuencia del aumento de la temperatura de la zona confinada. Por lo tanto, al realizar una simulación 2-D se debe considerar que, dependiendo de la potencia disipada por la fuente y su ubicación, para una potencia de 9500W/m y una fuente ubicada cerca de la cortina (peor caso posible) la temperatura de la zona confinada y del jet caliente suben aproximadamente un 15.31%. A su vez, como se midió que para el caso 3-D se obtiene una razón de temperatura 10% menor, es decir, $(T/T_0)_{3D} = 0.9 (T/T_0)_{2D}$, se tiene que la temperatura del lado exterior de la cortina izquierda será aproximadamente un 3.78% mayor que el obtenido en una simulación en dos dimensiones.

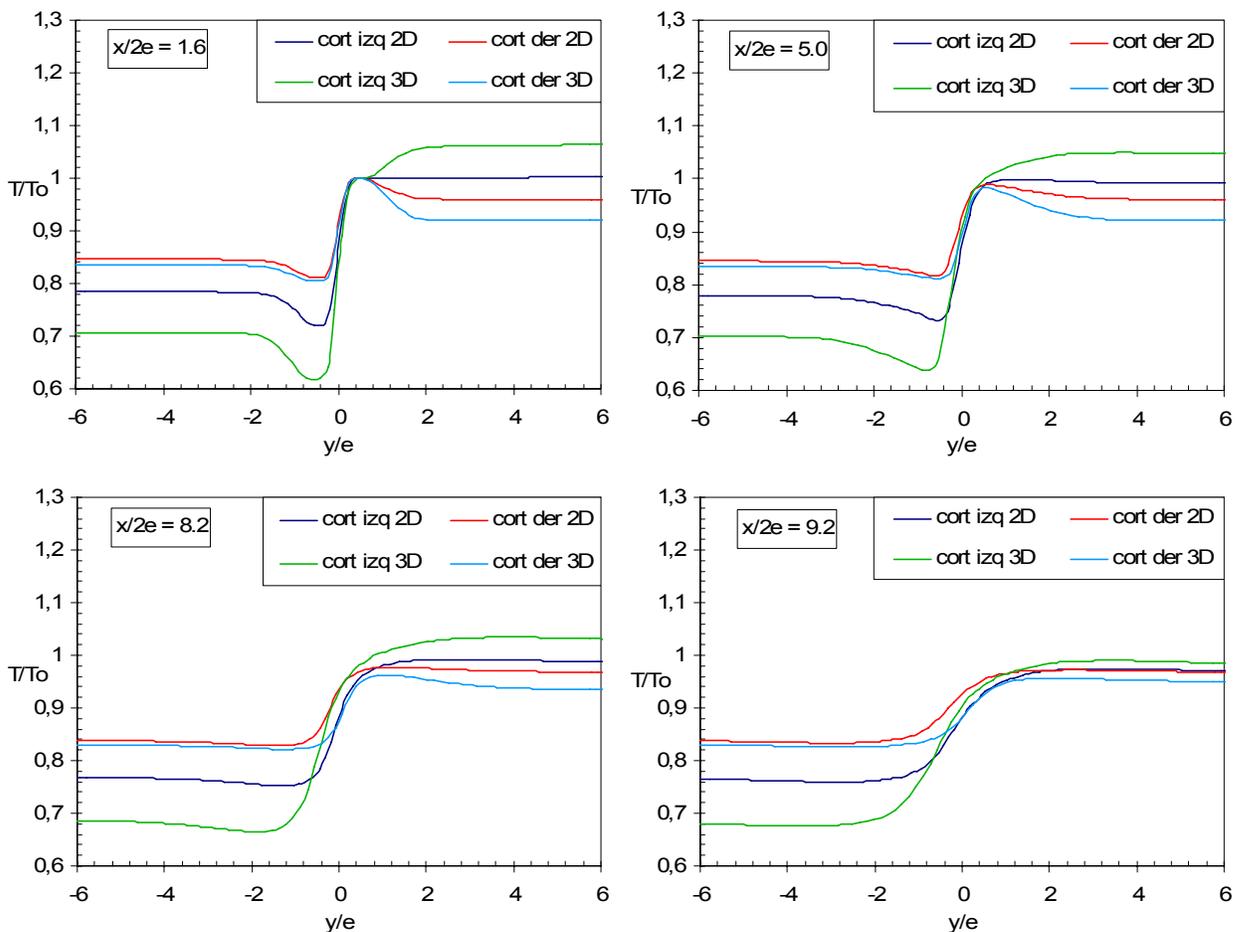


Figura 10-12: Distribución de temperatura T/T_0 , para ambas cortinas, a distintos niveles transversales; comparación casos 2D y 3D.

10.1.3 Conclusiones comparación entre dominio 2-D y 3-D

Al realizar una comparación entre una simulación bidimensional y una tridimensional se constató que existen diferencias en los campos medios obtenidos, específicamente se encontraron diferencias en las recirculaciones, lo cual se debe principalmente a la discretización elegida para realizar la simulación tridimensional. Sin embargo, en ambos modelos se apreció el efecto que produce la fuente de calor y la alta temperatura en el desarrollo del flujo.

A pesar de existir efectos tridimensionales en el flujo, observados únicamente para la zona posterior a la fuente de calor, se sigue manteniendo un comportamiento simétrico respecto a la mitad (de la profundidad) del túnel. Por su parte, ambas cortinas se comportan de manera bidimensional, es decir, efectivamente se comportan como jets planos, en donde los efectos de las capas límites de las paredes laterales es mínimo y/o despreciable.

Al comparar las curvas obtenidas para las cortinas se puede decir que no se observan diferencias significativas entre ambos casos considerados, salvo para el campo de temperatura y el campo de energía cinética turbulenta. En estos dos casos puntuales se obtuvieron diferencias no despreciables, especialmente para la temperatura. Para todo el resto de los parámetros analizados no se observan diferencias significativas, ni en comportamiento ni en magnitud, ocurriendo las mayores diferencias para la zona antes del impacto, cercano a $x/2e = 8.2$. Además se observa que existe una leve variación en la inclinación de las cortinas, sin embargo, esto no produce grandes diferencias en el comportamiento general del dispositivo debido a que este desplazamiento de las cortinas es muy pequeño (del orden de e).

Las grandes diferencias en la temperatura obtenidas demuestran que existen efectos térmicos no considerados por la simulación bidimensional relacionados con el modelo radiativo, que era lo que inicialmente se pensaba. Afortunadamente estas diferencias no afectan excesivamente el resto de los parámetros analizados, por lo que realizar simulaciones en dos dimensiones efectivamente corresponde a una herramienta adecuada para simular este dispositivo de confinación, teniendo siempre en cuenta que las temperatura obtenidas diferirán en cierta medida de los valores que se obtendrían con una representación más rigurosa.

10.2 Influencia del largo de los circuitos de recirculación

Una característica que salta a la vista del dispositivo de confinación es el excesivo volumen de los circuitos de recirculación necesarios para generar las cortinas. El largo de estos conductos fue diseñado de tal manera que los efectos turbulentos y rotacionales del flujo sean lo menor posible, sin embargo, la aplicación a un túnel real de este tipo de dispositivo es imposible con los volúmenes y largos considerados. Para observar el cambio en el dispositivo producto de disminuir el volumen de estos conductos se ha realizado una simulación considerando la mitad de este volumen, manteniendo las mismas boquillas y zona de succión. Otro parámetro que se mantuvo constante fue la relación entre los volúmenes de los conductos fríos y calientes utilizada para el caso “normal”, tratando de mantener la disposición general lo más parecida posible.

El dominio utilizado para esta simulación se muestra en la figura 10-13, en donde se aprecia la gran disminución de tamaño que sufrieron los conductos de recirculación. El resto de las condiciones de borde, como los métodos de resolución, son los mismos utilizados para el dominio normal, los que fueron explicados en el capítulo de Modelación Computacional.

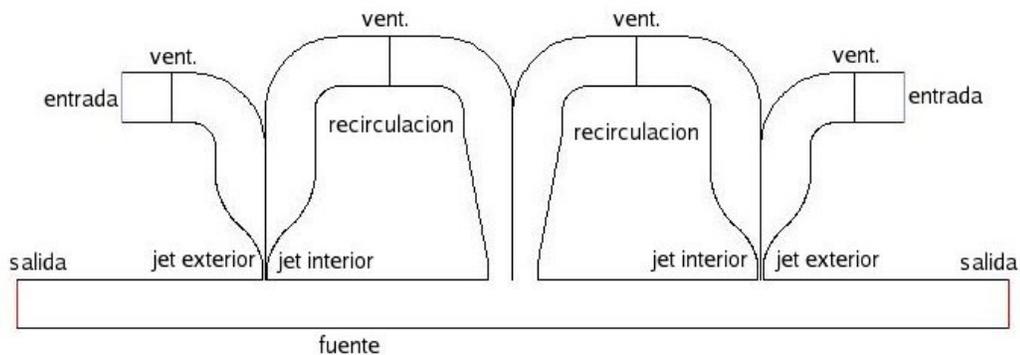


Figura 10-13: Dominio con ductos de recirculación pequeños (con la mitad del volumen que el caso “normal”). Dominio bidimensional.

10.2.1 Valores obtenidos en las boquillas

Los valores obtenidos en las boquillas de la temperatura, velocidad y número de Reynolds de los jets para los dos casos se resumen en la siguiente tabla:

Caso	Cortina	T_J [K]	U_J [m/s]	Re_J
I Recirculaciones normales	Izq.	420.303	26.1621	6961.439
		303.022	21.8076	10242.292
	Der.	372.091	24.6407	8083.519
		301.532	21.7867	10322.017
II Recirculaciones pequeñas	Izq.	465.531	27.2628	6097.482
		300.026	21.7650	10403.451
	Der.	390.967	25.0933	7558.652
		300.008	21.8035	10422.960

Tabla 10-2: Valores obtenidos en la boquilla, casos con recirculaciones pequeñas y normales.

De esta tabla se puede observar que al disminuir el tamaño de los circuitos se tuvo un aumento de la temperatura para los jets calientes de ambas cortinas, mostrando un efecto más significativo la cortina izquierda. A su vez, este efecto está acompañado de un aumento de la velocidad y una disminución del número de Reynold de estos jets.

10.2.2 Efecto en campos medios

En la figura 10-14 se aprecia el campo de velocidad media para ambas cortinas de los dos casos considerados, en donde se observa que estos son bastante similares entre sí. De esta figura se observa que la recirculación interior de la cortina derecha para el caso con los ductos pequeños (cortina superior derecha de la figura) se produce más cerca de la cortina, mostrando un comportamiento casi simétrico respecto a la cortina izquierda del mismo caso. Otra diferencia que puede ser observada es un aumento de la velocidad de los jets de ambas cortinas, lo cual puede ser causado por un menor roce del aire con las paredes de los conductos más cortos. Pese a esto, no se cree que esta diferencia de velocidad sea capaz de generar la diferencia observada en la recirculación, por lo que se debe tratar de un efecto de la temperatura en esta zona. Esto puede ser corroborado al comparar el campo de temperatura (figura 10-15), en donde se aprecia que existen diferencias importantes entre los dos modelos estudiados.

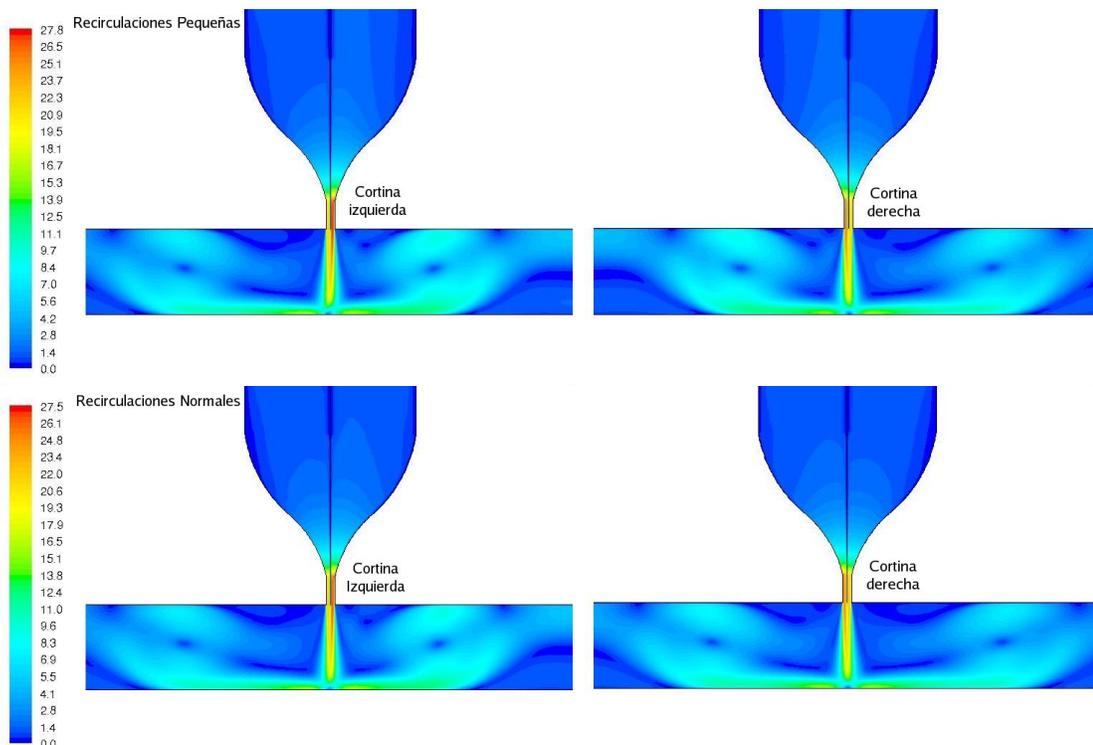


Figura 10-14: Campos de velocidad media par ambas cortinas del dispositivo, [m/s]: casos con recirculaciones pequeñas (arriba) y recirculaciones normales (abajo).

En la figura 10-15 se presenta el campo de temperatura para los dos casos, en donde se observa que existe un aumento significativo de la temperatura en casi todas las zonas para el caso con circuitos de la mitad del volumen. Este aumento es más importante para la zona confinada izquierda, en donde se produce un aumento de 50 grados aproximadamente. Por su parte, para el caso de la zona confinada derecha se obtuvo un aumento de 16 grados, alcanzando una temperatura de 103°C. Respecto a la temperatura de las zonas exteriores, se obtuvo un aumento

de 6 grados para el lado izquierdo, llegando a 61°C, mientras que para el lado derecho se obtuvo un aumento de tan solo 1 grado, llegando a una temperatura de 43°C. Un aspecto importante que debe ser mencionado es que este aumento de temperatura, especialmente en la zona confinada izquierda, no produce grandes diferencias en las cortinas manteniendo las condiciones de confinación del dispositivo.

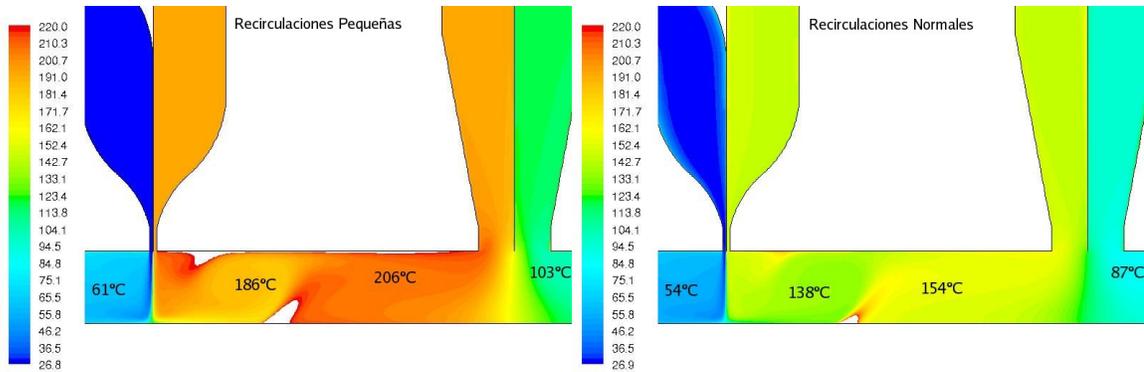


Figura 10-15: Campos de temperatura T para el lado izquierdo del dispositivo, temperatura hasta 220°C, [°C]: casos con recirculaciones pequeñas (izq.) y recirculaciones normales (der.).

En la figura 10-16 se presentan los campos de energía cinética turbulenta, en donde nuevamente se aprecian diferencias solo para la recirculación de la zona confinada caliente para el caso de circuitos pequeños. También se aprecia que para este caso el máximo de k es levemente mayor, sin embargo, el campo en las cortinas es prácticamente idéntico en ambos casos (para ambas cortinas).

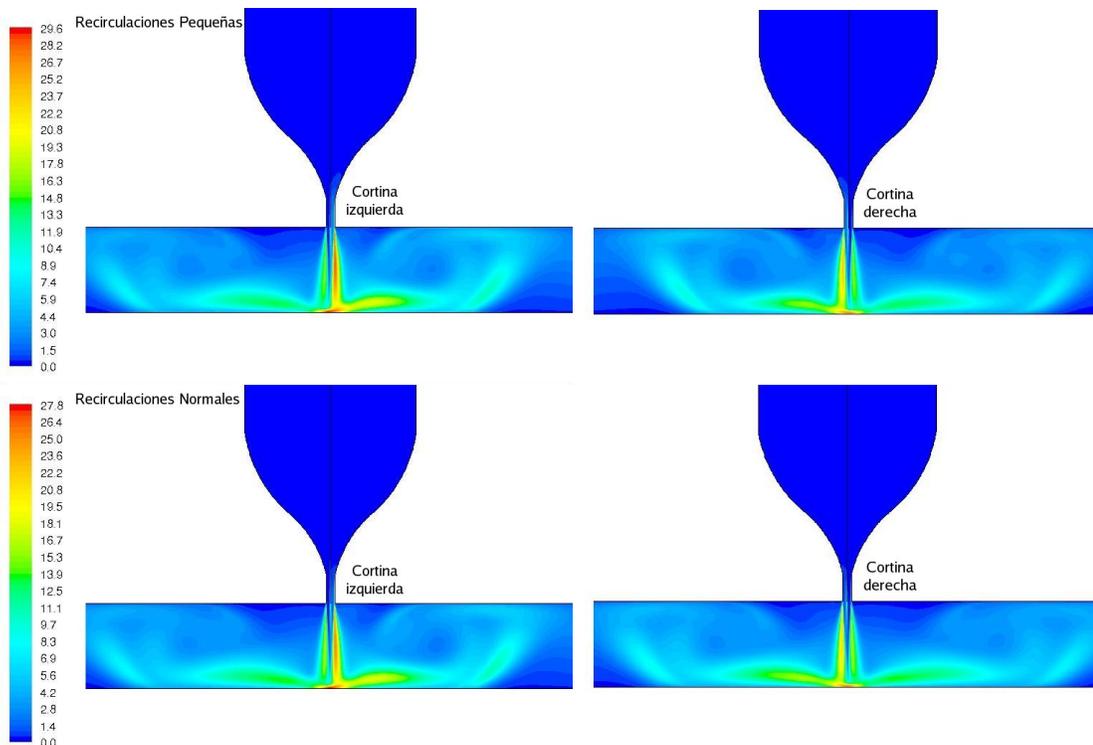


Figura 10-16: Campos de energía cinética turbulenta k para ambas cortinas del dispositivo, [m^2/s^2]: casos con recirculaciones pequeñas (arriba) y recirculaciones normales (abajo).

10.2.3 Efecto en niveles transversales

Desde la figura 10-17 a la figura 10-21 se graficaron los parámetros analizados para cuatro niveles transversales representativos. Como es esperado al comparar los campos medios, las curvas en diferentes niveles transversales resultan muy similares para los dos casos estudiados, por lo que las curvas en estas figuras se graficaron de a dos niveles por gráfico, sin perder claridad. Para facilitar la notación de las curvas de cada caso, se utilizó la notación *norm* para el caso con recirculaciones normales y *medio* para el caso con recirculaciones con la mitad del volumen del caso normal. Además se indica claramente que cortina corresponde y a que nivel (de altura de la cortina) se realiza el estudio.

En la figura 10-17 se observa la evolución de la velocidad media axial, en donde se aprecia la mayor velocidad que posee la cortina izquierda para el caso con recirculaciones pequeñas ($x/2e = 1.6$). Sin embargo, a medida que el flujo se aleja de la boquilla esta diferencia se pierde completamente, mostrando curvas de la misma magnitud y forma para todos los niveles posteriores. De igual forma, si se observa la evolución de la energía cinética turbulenta (figura 10-18) se aprecia que las mayores diferencias no ocurren esta vez a la altura de la boquilla, si no que para los niveles inferiores, más cercanos al impacto. De esta figura se observa que estas diferencias se producen para la zona externa de la cortina izquierda, presentando magnitudes levemente inferiores para el caso de recirculaciones pequeñas, pero presentando un comportamiento idéntico respecto a la forma de las curvas y espesor de las capas de mezcla.

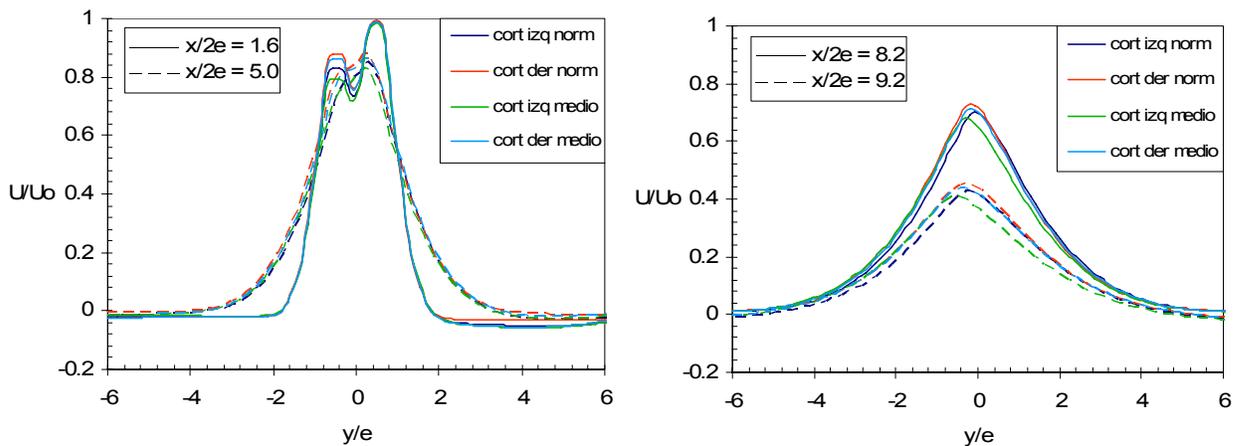


Figura 10-17: Distribución de velocidad media U/U_0 para distintos niveles transversales; comparación casos con recirculaciones pequeñas y recirculaciones normales.

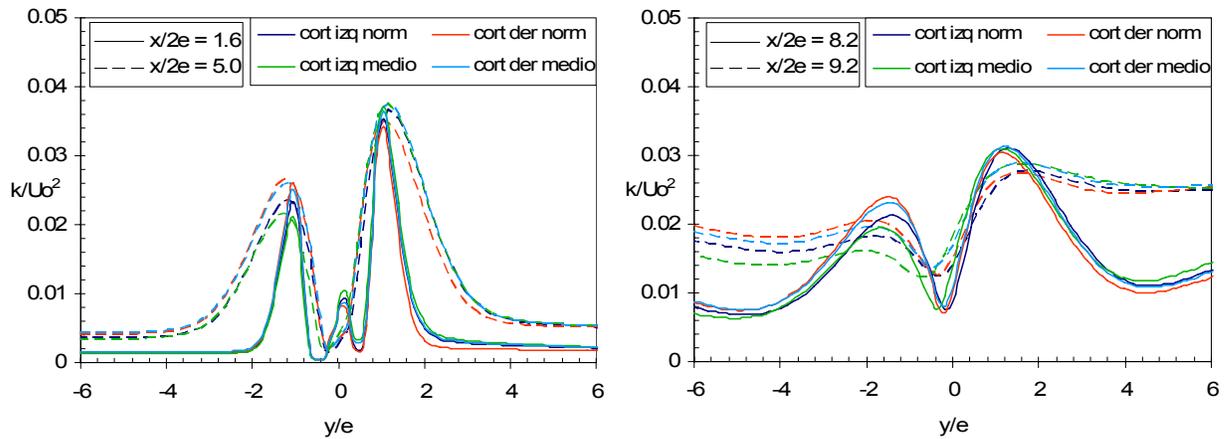


Figura 10-18: Distribución de energía cinética turbulenta k/U_0^2 para distintos niveles transversales; comparación casos con recirculaciones pequeñas y recirculaciones normales.

En la figura 10-19 y figura 10-20 se presenta la evolución de ambas componentes de la Intensidad de Turbulencia, en donde el comportamiento es bastante parecido al mostrado por la energía cinética turbulenta. La mayor diferencia observada corresponde a una inferior magnitud para la zona externa de la cortina izquierda para el caso de recirculaciones pequeñas. De esta figura y las mostradas anteriormente, se observa que la única diferencia apreciable ocurre para la cortina izquierda, la cual está sometida al mayor cambio de temperatura. Por su parte, la cortina derecha casi no presenta variaciones, pese a que en la zona confinada de ese lado se produce también un aumento de temperatura.

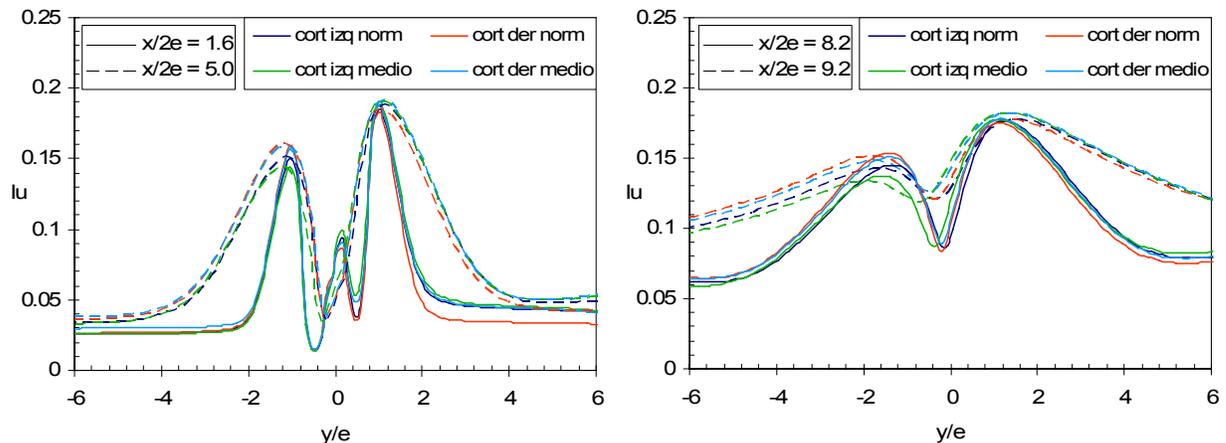


Figura 10-19: Distribución de Intensidad de Turbulencia axial I_u para distintos niveles transversales; comparación casos con recirculaciones pequeñas y recirculaciones normales.

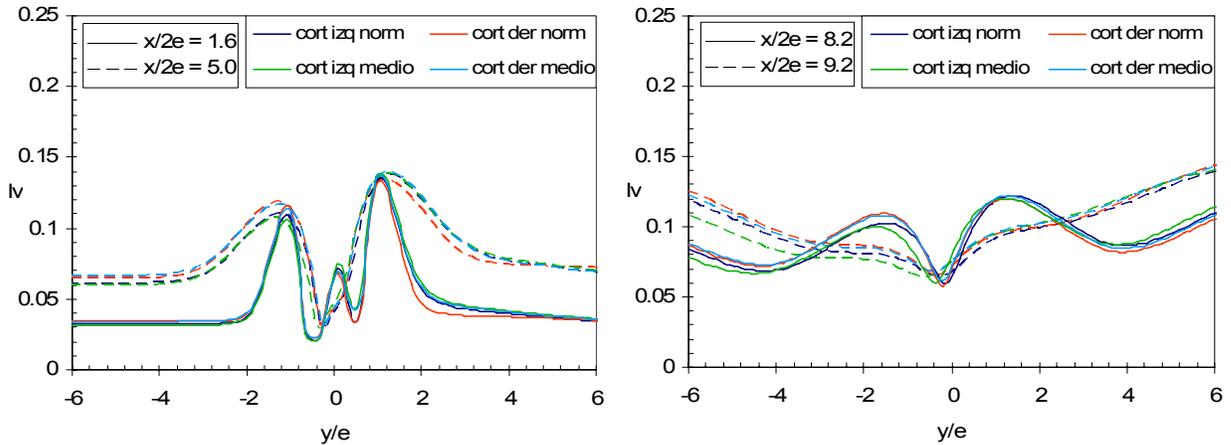


Figura 10-20: Distribución de Intensidad de Turbulencia transversal I_v para distintos niveles transversales; comparación casos con recirculaciones pequeñas y recirculaciones normales.

En la figura 10-21 se presenta la evolución de los esfuerzos de Reynolds, en donde se aprecia que no existe variación en la forma ni magnitud de las curvas para ningún nivel, salvo un leve desplazamiento hacia la zona externa para la cortina izquierda del caso de recirculaciones pequeñas. Esto corresponde a un efecto secundario del aumento de la temperatura, ya que al aumentar este parámetro no se producen efectos directos en el comportamiento de la cortina, si no que se produce un aumento del volumen de aire confinado, “empujando” a la cortina hacia la zona exterior.

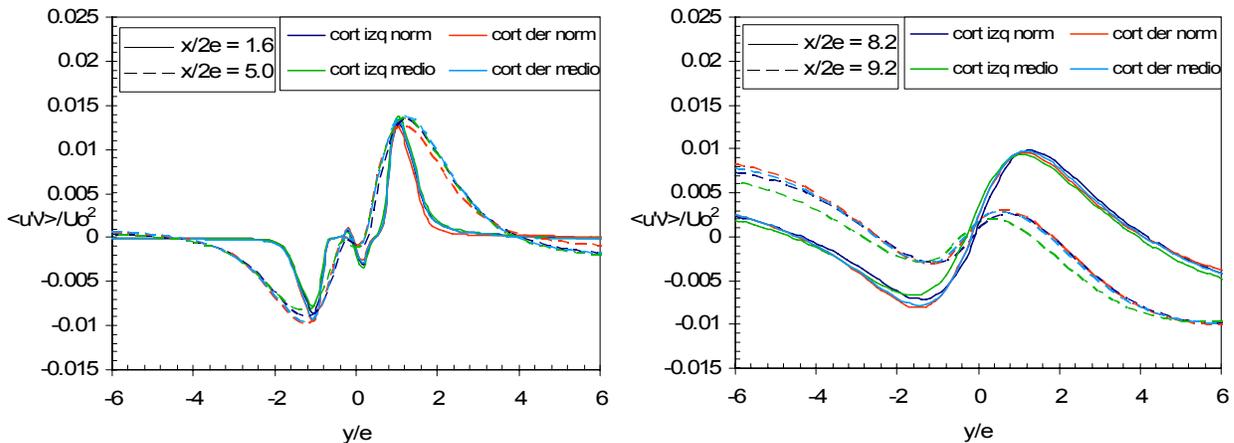


Figura 10-21: Distribución de esfuerzos de Reynolds $\langle u'v' \rangle / U_0^2$ para distintos niveles transversales; comparación casos con recirculaciones pequeñas y recirculaciones normales.

Por su parte, la temperatura sí evidencia un cambio no despreciable debido al cambio en el volumen del circuito de recirculación. En la figura 10-22 se presenta la temperatura normalizada para los dos casos, en donde claramente se aprecia que las razones de temperatura bajaron para el caso de recirculaciones pequeñas, volviéndose más eficientes. La razón obtenida para la zona exterior izquierda para el caso de recirculaciones pequeñas es de 0.717, lo cual es un 8.1% menor al obtenido con la configuración normal. Por su parte, la zona externa de la cortina derecha presenta una razón de 0.810, lo que es un 4.1% menor.

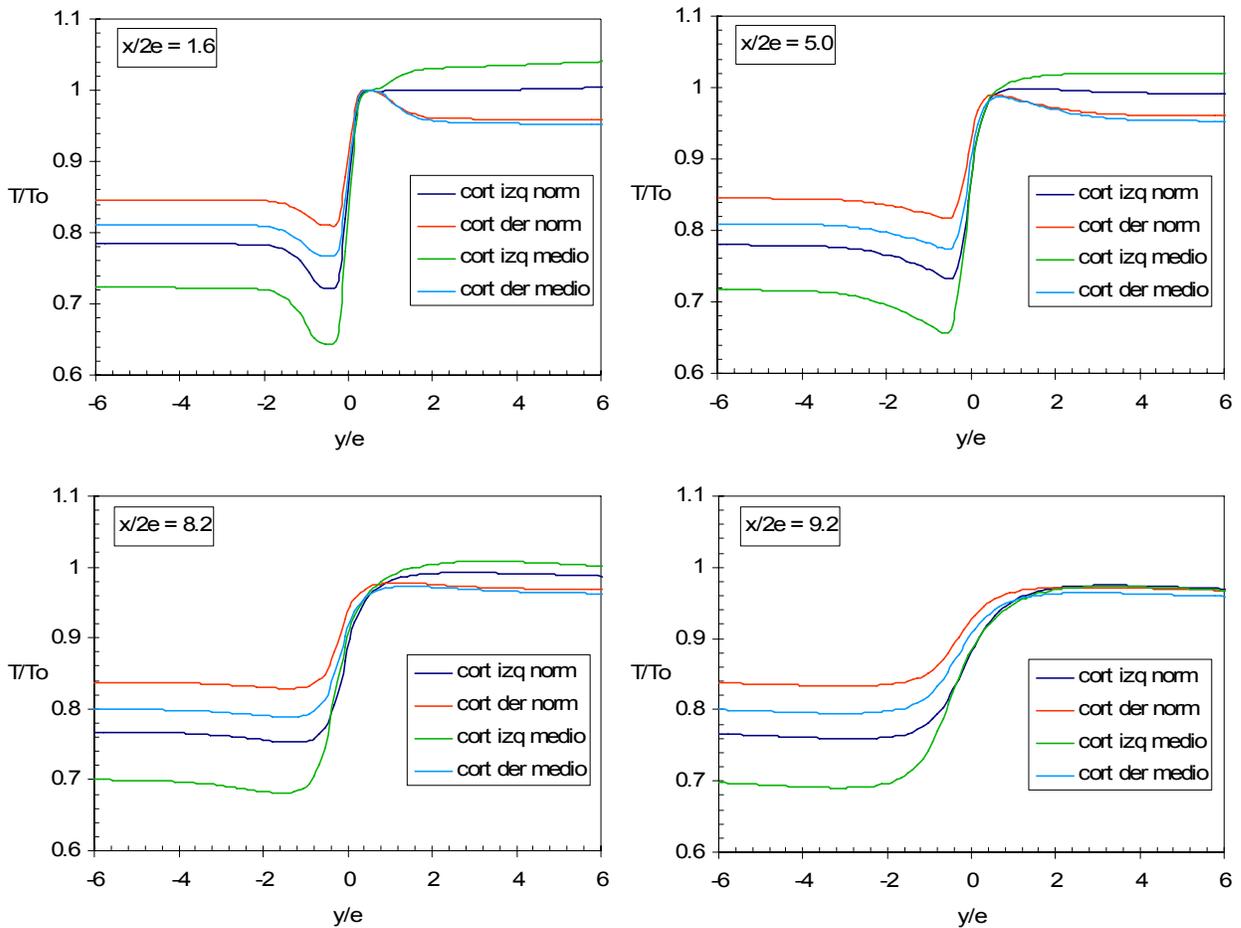


Figura 10-22: Distribución de temperatura T/T_0 para distintos niveles transversales; comparación casos con recirculaciones pequeñas y recirculaciones normales.

10.2.4 Conclusiones influencia largo de circuitos de recirculación

En esta comparación se pudo constatar el efecto que produce disminuir el volumen de la zona confinada, a través de disminuir el largo de los flujos recirculados, mostrando que existe una gran dependencia con la temperatura obtenida, pero sin mostrar mayores efectos en el comportamiento general de las cortinas, por lo que se sigue manteniendo la confinación requerida.

Por su parte, el aumento en la temperatura observado se produce debido a que al existir la mitad del volumen de aire en los circuitos de recirculación, el aire es obligado a calentarse más que para el caso de los circuitos normales. Además se observó que este menor volumen de aire contribuye a que el dispositivo responda con mayor rapidez a los cambios, requiriendo menores tiempos de cálculo para obtener un régimen permanente, lo que se traduce en simulaciones más cortas.

Si se comparan estas curvas obtenidas al disminuir el tamaño de las recirculaciones con las obtenidas con el dominio tridimensional se puede apreciar que éste corresponde a un caso intermedio, entre el dominio bidimensional con recirculaciones normales y el caso tridimensional, también con recirculaciones normales. Además se aprecia que los efectos observados son muy similares para todos los casos, debidos principalmente al aumento de la temperatura en la zona confinada izquierda y sus efectos en los flujos de las cortinas.

11 Conclusiones

En el presente trabajo de tesis se realizó un estudio numérico del confinamiento de un campo de alta temperatura, producido por una fuente de calor intenso, por medio de cortinas de aire tipo *doble jet-doble flujo*. Para este efecto se utilizó el modelo de turbulencia *Reynolds Stress Model* (RSM). Las geometrías o dominios computacionales considerados en las simulaciones numéricas, así como las condiciones de borde impuestas, pretenden emular las condiciones de operación de la instalación experimental construida en el marco del mismo proyecto.

A través de las simulaciones realizadas se pudo abordar la dinámica de la cortina de aire como medio separador de ambientes a diferentes temperaturas. Se observó que las cortinas logran el confinamiento requerido al impactar de forma perpendicular el suelo del túnel, produciendo dos *jets* de pared que se alejan, a ras de piso, de esta zona de impacto. Luego estos *jets* se desprenden y forman recirculaciones que ocupan gran parte del túnel y generan a su vez pequeñas recirculaciones secundarias adyacentes a la boquilla de la cortina.

Al igual a lo observado por Fernández [3], se constató que es necesario tener *jets* con diferentes velocidades para obtener cortinas que impacten perpendicularmente al suelo. Esta disimetría tiene un efecto sobre todas las magnitudes relevantes que caracterizan el flujo: la energía cinética turbulenta, la intensidad de turbulencia, los esfuerzos de Reynolds y los campos de temperatura y velocidad. Estos efectos se observan a lo largo de las cortinas en sectores claramente definidos, particularmente en las capas de mezcla y en la zona de impacto, en donde la turbulencia se ve intensificada.

Se validó el modelo numérico confrontando una simulación isotérmica con resultados experimentales obtenidos por Gupta [1], donde se observó que las características principales de las cortinas son simuladas satisfactoriamente. Las principales diferencias fueron observadas en la zona de impacto, las que se cree se deben a una menor tasa de ensanchamiento de las capas de mezcla, produciendo que la cortina mantenga una mayor velocidad en su zona central hasta prácticamente el suelo del túnel. Pese a estas diferencias, se consideró que el modelo de turbulencia *Reynolds Stress Model* es suficientemente adecuado para realizar las simulaciones incluyendo los efectos térmicos.

Las simulaciones mostraron que los *jets* de cada cortina se comportan como entidades independientes al ser emitidos, interactuando levemente entre sí. Aguas abajo de esta zona, esta interacción aumenta produciendo que ambos *jets* se junten, formando un único *jet* (plano simple) con diferentes propiedades a cada lado. Pese a estas diferencias, el campo de velocidad en el eje de la cortina se comporta en gran medida como un *jet* plano simple equivalente en impacto, especialmente para los niveles $x/H \geq 0.8$. Del análisis de la cortina fue posible distinguir las zonas características de los *jets* en impacto: La zona potencial que se extiende hasta $x/2e=1.2$ para el *jet* caliente y hasta $x/2e=2.4$ para el *jet* frío. La zona de transición, en donde ambos *jets* interactúan y se unen los flujos, se extiende hasta $x/2e=6.0$. Se observó una pequeña zona desarrollada, donde los perfiles de las magnitudes relevantes del flujo se acoplan, en el rango $6.0 < x/2e < 8.0$. La zona de impacto, que revela un aumento de todas las magnitudes turbulentas y la generación de los *jets* de pared al impactar el flujo contra el suelo del túnel.

Al analizar los perfiles de transporte de calor turbulento ($\langle u'T' \rangle$) se observó que éste se localiza principalmente en la zona inicial de la cortina y en la zona de impacto, debido a la interacción de ambos *jets* de la cortina y a la influencia del impacto, respectivamente. Cabe destacar que estos términos de transporte son de igual importancia (magnitud) que las correlaciones de velocidad (esfuerzos de Reynolds) en las zonas de flujo de las cortinas.

Los efectos de la temperatura sobre los flujos, especialmente en las zonas próximas a la fuente de calor, permiten observar que la temperatura se comporta como un escalar activo influyendo de manera importante sobre los flujos generados. A diferencia del resto de los *jets* de pared producidos, el *jet* de pared próximo a la fuente térmica se despegga del suelo anticipadamente y genera una recirculación que se desarrolla entre la fuente y la cortina próxima a ella.

Al comparar los modelos de turbulencia *k-ε standard*, V2F y RSM, en el caso de una simulación térmica dada, se pudo constatar que el modelo V2F no predice satisfactoriamente la interacción entre los dos jets de cada cortina, produciendo flujos más esbeltos (con una expansión menor) y con mayor velocidad que para los otros dos casos. Esto también repercutió en la actividad turbulenta presente en la cortina, produciendo un mayor confinamiento y una zona exterior protegida con menor temperatura. Pese a esto, el comportamiento del campo de velocidades simulado con el modelo V2F difiere mucho del observado para condiciones experimentales isotérmicas, por lo que la utilización de este modelo no es apropiado para la simulación del dispositivo de confinamiento. De esta misma comparación se observó que las diferencias encontradas entre las cortinas calculadas con los modelos *k-ε standard* y RSM no son muy significativas. El modelo RSM predice capas de mezcla levemente más anchas, generando más interacción entre los flujos y existiendo un aumento de los valores turbulentos. Una diferencia significativa entre ambos modelos se observa en la zona confinada, en donde el modelo *k-ε* no señala con claridad el efecto que tiene la temperatura sobre el flujo en esta zona, lo que sí es observado por el modelo de orden superior (RSM). La predicción de estos efectos y las consiguientes diferencias de temperatura en las distintas zonas confinadas justifican el aumento de los recursos necesarios para realizar las simulaciones usando el modelo de turbulencia RSM.

Al analizar la influencia del número de Reynolds sobre el fenómeno estudiado, en particular en la zona de las cortinas, se observó que la temperatura de los *jets* que componen una cortina produce un efecto importante en el comportamiento de éstas, debido esencialmente a la diferencia de las propiedades termofísicas entre ambos *jets*, influyendo en sus velocidades. De manera general se encontró que los flujos con mayores números de Reynolds poseen magnitudes turbulentas mayores, especialmente para las capas de mezcla entre la cortina y el medio circundante. Sin embargo, en el eje de simetría de las cortinas, i.e. en la zona de interacción de los *jets* frío y caliente, se encontró que las cortinas con mayores valores de Reynolds poseen menores magnitudes turbulentas. Esto es de primordial interés desde el punto de vista del confinamiento, ya que es ahí donde se realiza el intercambio de masa y temperatura entre las dos zonas; al obtener en la zona de interacción de los *jets* una actividad turbulenta baja y por ende un transporte turbulento bajo, se tendrán mejores condiciones de confinamiento.

Las simulaciones 3D permiten concluir que las cortinas poseen un comportamiento esencialmente bidimensional, resaltando el carácter de jet plano. Sin embargo, ciertas zonas del dominio de medición del dispositivo presentan efectos tridimensionales leves, los cuales sólo ocurren preferentemente luego de pasar por la zona de la fuente de calor, justo antes de que el fluido

ingrese a los circuitos de recirculación. Estos efectos tridimensionales se manifiestan de forma simétrica respecto a la mitad de la profundidad del túnel ($z/L = 0.5$).

Al comparar las simulaciones 2D y 3D, estas muestran diferencias ligadas al efecto radiativo, cuya contribución es más importante en las simulaciones 3D debido a la mayor superficie de intercambio por las paredes laterales al túnel. Esto produce una redistribución de la temperatura, generando un aumento en la zona confinada donde se ubica la fuente de calor y en su zona protegida adyacente, mientras que se obtiene una disminución para las otras dos zonas respectivas. Pese a estas diferencias de temperatura, no se producen cambios dramáticos en el resto de los parámetros analizados en las cortinas. Por lo tanto, realizar simulaciones en 2D representa una herramienta adecuada para efectuar pruebas y estudios del comportamiento del dispositivo de confinamiento, sin perder demasiada precisión.

Al observar los campos y perfiles de temperatura se observó que para una potencia de la fuente dada, un aumento en la velocidad de los flujos produce una disminución de la temperatura tanto de las cortinas como de la zona protegida. De forma contraria, si se utiliza una velocidad muy baja se obtendrán temperaturas (en la zona confinada) muy altas pudiendo afectar la integridad estructural de los diferentes componentes del dispositivo. Además se determinó que existe una razón de temperaturas T/T_0 constante para las zonas protegidas ($T_0 = T_{jet\ caliente} \approx$ temperatura zona confinada), presentando mayores eficiencias mientras mayor sea la potencia de la fuente. Para la disposición estudiada y una potencia de la fuente de 9500W/m, la razón de temperaturas obtenida fue de $T/T_0=0.78$ para la cortina izquierda y de $T/T_0=0.84$ para la cortina derecha.

Al comparar las simulaciones con resultados experimentales del campo de temperatura se pudo constatar que el modelo predice comportamientos generales concordantes, especialmente en la zona de la cortina. Para todos los casos simulados se obtuvieron temperaturas en las zonas protegidas acordes a los valores experimentales, sin embargo, la temperatura en la zona confinada es sobrestimada, modificando el comportamiento de los jets calientes y la normalización T/T_0 . Las diferencias obtenidas con respecto a los experimentos pueden explicarse en parte a la modelación muy idealizada del dispositivo, ya que sus paredes fueron consideradas como adiabáticas, lo cual se aleja de las condiciones de experimentación. En la práctica la instalación experimental posee importantes pérdidas de calor por sus paredes, haciendo que la temperatura de los flujos disminuya, especialmente en la zona confinada.

Al disminuir el tamaño de los circuitos de recirculación se puede afirmar que existe una gran dependencia en la temperatura obtenida, pero sin existir efectos significativos en el desempeño de las cortinas, manteniéndose la confinación deseada. Al existir la mitad del volumen en los circuitos se produce un aumento de la temperatura de la zona confinada, aumentando también la temperatura en la zona protegida correspondiente. A su vez, al poseer menor volumen de aire y menor masa que es calentada, el dispositivo tenderá a responder de manera más rápida ante cualquier cambio en las condiciones de operación impuesta.

Para etapas futuras de investigación numérica, se propone implementar algún grado de pérdidas de calor por las paredes para obtener de esta forma resultados más acordes a la realidad. Además, si se desea simular condiciones reales de incendio dentro del dispositivo de confinamiento, el modelo de radiación ocupado debe considerar el efecto radiativo que produce el humo dentro del túnel, afectando la temperatura y dinámica de los flujos.

12 Bibliografía

- [1] Gupta S., Etude expérimentale du comportement dynamique et des performances de rideaux d'air en vue de la conception de systèmes de confinement cellulaire, Thèse de doctorat, Université de Nantes, Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes, 2005.
- [2] González F., Diseño y Construcción de una instalación experimental para el estudio de confinamiento de escalares y contaminantes activos por medio de jets de cortinas de aire en impacto, Tesis para optar al título de Ingeniero Civil Mecánico, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2005.
- [3] Fernández J., Estudio numérico del confinamiento de escalares activos por cortinas de aire en impacto, Tesis para optar al grado de Magister en Ciencias de la Ingeniería mención Mecánica y al título de Ingeniero Civil Mecánico, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2006.
- [4] Blanchet F.X., Cassin C., Gouriou Y., Gupta S., Maubert P., Pavageau M., Rey C., Solliec C., Contrôle d'ambiance par rideaux d'air. *Mécanique & Industries* 6, 463–469, 2005.
- [5] Pope, S., *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, 2001.
- [6] Namer I., Ötügen M.V., Velocity measurements in plane turbulent air jet at moderate numbers, *Experiments in Fluids* 6, 387-399, 1988.
- [7] Guyonnaud L., Etude expérimentale de rideaux d'air - Contribution à leur modélisation, Thèse de doctorat, Université de Nantes, Ecole Centrale de Nantes, 1998.
- [8] Sunyach M., Mathieu J., Zone de mélange d'un jet plan – fluctuations induites dans le cône à potentiel-intermittence. *Int. J. Heat Mass Trans.* 12, 1679-1697, 1969.
- [9] Beltaos S., Rajaratnam N., Plane turbulent impinging jets. *Journal of Hydraulic Research* 1, 29-60, 1973.
- [10] Antonia R.A., Browne L.W., Rajagopalan S., Chambers A.J., On the organised motion of a turbulent plane jet. *J. Fluid Mech.* 134, 49-66, 1983.
- [11] Hill W.G. Jr., Jenkins R.C., Gilbert B.L., Effect of the initial boundary layer state on turbulent jet mixing, *AIAA Journal* 17, 1055-1060, 1976.
- [12] Beaubert F., Simulation des grandes échelles turbulentes d'un jet plan en impact, Thèse de doctorat, Université de Nantes, Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes, 2002.

- [13] Maurel S., Etude expérimentale d'un jet plan en impact, analyse paramétrique et caractérisation des transferts de masse, Thèse de doctorat, Université de Nantes/Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes, 2001.
- [14] Tanaka E., The interference of two-dimensional parallel jets (1st report, experiments on dual jet), Bulletin of the JSME, Vol. 13, No. 56, 1970.
- [15] Tanaka E., The interference of two-dimensional parallel jets (2nd report, experiments on the combined flow of dual jet), Bulletin of the JSME, Vol. 17, No. 109, 1974.
- [16] Suyambazhahan S. et al., Numerical study of flow and thermal oscillations in buoyant twin jets, Int. Comm. In Heat and Mass Trans. 34, 2007.
- [17] FLUENT™ 6.2 User's Guide, FLUENT Inc., 2005.
- [18] Loubière K., Pavageau M., Educing coherent eddy structures in air curtain systems, Chem. Eng. Process. 47, 435-448, 2008.
- [19] Maurel S., Rey C., Pavageau M., Caractéristiques structurales d'un jet d'air plan turbulent frappant une plaque plane à distance variable. Mécanique & Industries 5, 317-329, 2004.
- [20] Celis, J.C., Estudio del confinamiento de un escalor activo entre dos cortinas de aire en impacto, mediante mediciones de temperatura por termocuplas, Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería mención Mecánica y al título de Ingeniero Civil Mecánico, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile. En curso 2008.
- [21] Larsson I., Ingason H., Arvidson M., Model scale fire test on a vehicle deck on board a ship, Swedish national testing and research institute, 2002.
- [22] Schmauch J.F. "Les incendies dans les grands tunnels routiers", Journal des Sapeurs-Pompiers de Suisse, pp. 42-52, 1999.
- [23] Karlsson B., Quintière J., "Enclosure Fire Dynamics", CRC Press LLC, ISBN 0-8493-1300-7, 2000.

Anexo A: Leyes de similitud

Por medio de estudios de incendios dentro de sectores cerrados se han podido desarrollar leyes de similitud para relacionar los fenómenos que ocurren a escala real con maquetas de menor tamaño creadas en laboratorio. Larson et al [21] han determinado que estos fenómenos están directamente relacionados con el número de Froude, el cual permite hacer analogías o similitudes entre distintas escalas. En estos casos, el número de Froude toma la siguiente expresión:

$$Fr = \frac{Q}{\rho_{\infty} C_{p\infty} T_{\infty} \sqrt{gL^{5/2}}}, \quad (\text{A-1})$$

siendo $\rho_{\infty}, C_{p\infty}, T_{\infty}$ los valores del aire en condiciones normales (ambiente), Q es la potencia generada y L es una longitud característica.

La igualdad de los números de Froude de la maqueta (subíndice m) y de la escala real (subíndice r) conduce a la relación:

$$\frac{Q_m}{Q_r} = \left(\frac{L_m}{L_r}\right)^{5/2} = \left(\frac{1}{ech}\right)^{5/2} = ech^{-5/2}, \quad (\text{A-2})$$

donde ech representa la escala geométrica entre ambos experimentos. El valor de la escala geométrica empleada en la instalación experimental construida dentro del marco del proyecto Fondecyt 1040498, del cual también depende este estudio, es igual a 34.

Schmauch [22] estudió experimentalmente la temperatura de distintos sectores dentro de un túnel al incendiarse diferentes tipos de vehículos. Sus estimaciones se muestran en la siguiente tabla:

Temperaturas en [°C]	Automóvil	Camión	Camión Cisterna
Justo encima del fuego	600	900	1300
A 50 m del fuego	250	600	700
A 100 m del fuego	150	300	400
A 200 m del fuego	100	200	300

Tabla A-1: Temperaturas durante un incendio en un túnel real, Schmauch [22].

Otros estudios han mostrado que la potencia que genera un automóvil ligero al estar incendiándose alcanza los 5MW, mientras que el incendio de un camión cisterna puede alcanzar los 100MW. Estas magnitudes nos permiten definir un orden de magnitud de la potencia impuesta a la fuente de calor tanto para la instalación experimental como para las simulaciones numéricas. Considerando la ecuación (A-2) y este rango de potencias se obtiene que para la instalación a menor escala las potencias disipadas deban ser del orden de 0.74 a 14.8kW.

La teoría relacionada con incendios en ambientes cerrados ha propuesto ecuaciones para la temperatura de gases dentro de este tipo de recintos y de la temperatura de penachos dentro de

túneles, las que son proporcionales a $Q^{2/3}$ y a $L^{-5/3}$ [23]. Con esto se pueden escalar las temperaturas de la siguiente manera:

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T_r} \propto \left(\frac{Q_m}{Q_r}\right)^{2/3} \left(\frac{L_m}{L_r}\right)^{-5/3}. \quad (\text{A-3})$$

Tomando la relación que entrega el número de Froude se obtiene:

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T_r} \propto (ech^{-5/2})^{2/3} (ech)^{5/3} \propto ech^0 = 1. \quad (\text{A-4})$$

Esta última ecuación indica que la temperatura no escala, por lo tanto, las temperaturas en la maqueta deberán ser las mismas que las que se obtienen en el caso real. Esta conclusión aparece también en el estudio realizado por Larsson [21], en donde se presentan las leyes de similitud para varias magnitudes.