



UNIVERSIDAD
NACIONAL
DE COLOMBIA

**Investigación numérica de un flujo
incompresible turbulento cargado con
partículas sólidas suspendidas a través de un
canal con perturbaciones de pared controladas.**

JESÚS ANTONIO RAMÍREZ PASTRAN

Universidad Nacional de Colombia
Departamento de Ingeniería Mecánica y Mecatrónica
Bogotá, Colombia
2018

Investigación numérica de un flujo incompresible turbulento cargado con partículas sólidas suspendidas a través de un canal con perturbaciones de pared controladas.

TESIS DE INVESTIGACIÓN PRESENTADA COMO REQUISITO PARCIAL PARA OPTAR AL

TÍTULO DE:

Doctor en Ingeniería - Ingeniería mecánica y mecatrónica

Director: Ing. Carlos Alberto Duque Daza. M.Sc. Ph.D

Co-Director: Santiago Laín Beatove. Ph.D

Línea de investigación:

Ingeniería térmica.

Grupo de investigación:

GNUM

Universidad Nacional de Colombia

Facultad de Ingeniería, Departamento de Ingeniería Mecánica y Mecatrónica

Bogotá D.C, Colombia

2018

Agradecimientos

Ante todo quiero agradecer a Dios por permitirme ser parte de él y vivir esta experiencia.

A mis padres, por ser seres humanos ejemplares y por siempre estar para mí, por ser mi sustento y me guía para ser lo que soy hoy. Los amo.

A mi hermana, por ser un ejemplo de temple y perseverancia. Se lo dedico especialmente a mis dos sobrinos, Handerson y Fabían, los amo.

A toda mi familia, por ser parte de mi vida y por tantos momentos vividos.

A Lizan Peñaranda, por hacerme reconocer situaciones de mejora y ayudarme a crecer tanto personal como profesionalmente.

A Carlos Duque, por su dedicación, dirección y apoyo personal y académico durante toda esta experiencia. Profe, gracias por siempre acompañarme y guiarme.

A Fernando Gonzalez, "Maestro" gracias por su invaluable ayuda.

A Don Luis, Doña Mariela, Carolina y Sonia Segura, gracias por el apoyo cuando daba mis primeros pasos en este arduo camino.

A la Universidad Nacional Experimental del Táchira. Mi alma Mater, no me quedan más que palabras de agradecimiento a todos los profesores, trabajadores y colaboradores de la universidad que me formó en mis inicios y la cual me brindó la oportunidad de crecer personal y profesionalmente. Se que algún día te volveré a ver.

A los integrantes del grupo de simulación computacional en fluidos del GNUM de la Universidad Nacional de Colombia, en particular a Andrés Espinosa, Luis Carlos Maldonado y Javier Combariza por sus aportes en el desarrollo de este trabajo.

Resumen

En este documento se presentan los resultados correspondientes a una investigación numérica de un flujo incompresible turbulento cargado con partículas sólidas suspendidas a través de un canal rectangular con perturbaciones de pared controladas. Inicialmente se presenta un marco conceptual de cada uno de los fenómenos a evaluar, seguidamente se presentan los modelos computacionales utilizados con sus respectiva validación. Se presentan capítulos individuales en donde se caracteriza el efecto que tienen tanto las partículas como las perturbaciones geométricas impuesta a una de las paredes del canal, sobre el comportamiento turbulento del flujo. Así, se presenta el efecto individual y combinado tanto de las partículas como de las perturbaciones geométricas. En el desarrollo de los modelos computacionales, se utilizaron técnicas de Dinámica de Fluidos Computacional y particularmente, se utilizó una metodología de simulación de grandes escalas (LES) para capturar los fenómenos turbulentos presentes en el flujo. La resolución del movimiento de las partículas se hizo mediante un enfoque Lagrangiano de punto de partícula. Se observó que tanto las partículas como las perturbaciones geométricas tienen una clara influencia en el comportamiento turbulento del flujo, siendo el efecto de las partículas dominante.

Palabras clave: Turbulencia, partículas sólidas, LES, Flujo en canal, Perturbaciones geométricas de pared.

Abstract

This document presents the results corresponding to a numerical investigation of an incompressible particle laden turbulent channel with controlled geometric perturbations in one wall. Initially, a conceptual framework of each of the phenomena to be evaluated is presented, followed by the computational models with their respective validation. Individual chapters are presented for showing the effect that both the particles and geometric perturbations over the turbulent behavior of the flow. Thus, the individual and combined effect are presented for both the particles and the geometric perturbations. In the development of the computational models, Computational Fluid Dynamics techniques were used. A large Eddy Simulation (LES) methodology was used to capture the turbulent phenomena present in the flow. The particles motion were resolved using a point particle lagrangian approach. The results show that both the particles and geometric perturbations have a major influence on the turbulent behavior of the flow. Nevertheless the particle effect is dominant.

Keywords: Turbulence, solid particles, LES, Channel flow, geometric wall perturbations.

Índice general

Agradecimientos	3
Resumen	4
Abstract	5
1. Introducción	24
1.1. Contexto científico	24
1.2. Identificación del problema	26
1.3. Objetivos de la investigación	27
1.4. Contenido y organización de la tesis	28
2. Conceptos fundamentales	29
2.1. Ecuaciones gobernantes en mecánica de fluidos	29
2.2. Turbulencia	31
2.2.1. Cascada de energía y escalas de Kolmogorov	32
2.3. Modelado de la turbulencia	33
2.3.1. Modelos LES:	33
2.4. Flujo cargado con partículas sólidas	40
3. Características y validación de los modelos computacionales	49
3.1. Introducción	49
3.2. Introducción a OpenFoam	50

3.3. Algoritmos usados en OpenFOAM para el acoplamiento de la presión con las ecuaciones de Navier-Stokes para flujos incompresibles	51
3.4. Esquemas numéricos utilizados en OpenFOAM 2.3.1	53
3.5. Geometrías utilizadas en este trabajo	53
3.6. Solución numérica de la fase de transporte	55
3.6.1. Modelo computacional	55
3.6.2. Discretización espacial	56
3.7. Adaptación de las ecuaciones gobernantes al modelo computacional propuesto	57
3.7.1. Funcionalidad <i>fvOptions</i> en OpenFOAM	58
3.7.2. Ubicación del término Π dentro del solucionador <i>pimpleFoam</i>	59
3.8. Solución numérica de la fase dispersa	60
3.9. Validación del modelo computacional para la fase de transporte - Caso de estudio: Flujo través de un canal liso	62
3.9.1. Experimentos numéricos y predicción del comportamiento del modelo computacional	64
3.10. Validación del modelo computacional para la fase dispersa - Caso de estudio: Flujo incompresible en canal liso	76
3.10.1. Resultados	77
4. Flujo incompresible turbulento en canal liso cargado con partículas sólidas suspendidas	81
4.1. Introducción	81
4.2. Modelo computacional	82
4.2.1. Geometría y Ecuaciones gobernantes	82
4.3. Resultados	84
4.3.1. Influencia del tiempo de respuesta de partícula en las estadísticas turbulentas y fuerzas de arrastre	84
4.4. Influencia del número de Reynolds en la variación del término Π	99
4.5. Conclusiones	100
5. Caracterización de un flujo turbulento en canal con perturbaciones geométri-	

cas en la pared inferior para un bajo número de Reynolds	101
5.1. Introducción	101
5.2. Modelo computacional	102
5.2.1. Características de las simulaciones	102
5.3. Resultados y discusión	105
5.3.1. Perturbaciones estacionarias	105
5.3.2. Casos oscilatorios	117
5.3.3. Comportamiento del término fuente de momento	126
5.4. Conclusiones	127
6. Modulación por inyección de partículas del comportamiento turbulento del flujo en canal con perturbaciones	129
6.1. Introducción	129
6.2. Modelo computacional	130
6.2.1. Características de las simulaciones	130
6.3. Resultados	131
6.3.1. Líneas de corriente	131
6.3.2. Caracterización de la influencia de las partículas sólidas en el flujo con perturbaciones Positivas	134
6.3.3. Caracterización de la influencia de las partículas sólidas en el flujo con perturbaciones Negativas	141
6.4. Conclusiones	145
7. Conclusiones	147
A. Flujo turbulento a través de una cavidad	151
A.1. Introducción	151
A.2. Métodos numéricos utilizados	153
A.3. Resultados	154
A.3.1. $Re=3200$	155
A.3.2. $Re=10200$	164

A.4. Conclusiones	172
B. Evaluación de la capacidad de predicción de los modelos de sub grilla para un flujo incompresible turbulento a través de un canal liso	173
B.1. Mathematical background and computational models for LES simulations . . .	177
B.1.1. Governing equations for LES approach	177
B.1.2. Sub Grid Scale (SGS) Models	179
B.1.3. Coherent Structures model	180
B.2. Computational model	182
B.3. Numerical results and assessment of prediction capabilities	185
B.3.1. Results for Mean velocity profiles	186
B.3.2. Prediction of skin friction coefficient	192
B.3.3. Turbulent kinetic energy trends	193
B.3.4. Tendency of the Root mean square of the velocity fluctuations	193
B.3.5. Reynolds stress tensor	199
B.3.6. Coefficient of correlation	204
B.3.7. Reynolds stress budget	205
B.4. Conclusions	209
Bibliografía	213

Índice de figuras

2.1. Regiones de acoplamiento recomendadas para evaluar la interacción entre la fase dispersa y la fase de transporte. Figura tomada y modificada de Crowe [21]	42
2.2. Regiones de acoplamiento recomendadas para evaluar la interacción entre la fase dispersa y la fase de transporte. Figura tomada y modificada de Elghobashi [41]	43
2.3. Curva de arrastre estándar para una esfera. Tomada y modificada de Crowe et al. [22]	47
3.1. Esquema numéricos utilizados en OpenFOAM 2.3.1. Modificada del manual de usuario de OpenFOAM	53
3.2. Esquema del canal liso utilizado en las simulaciones	54
3.3. Esquema del canal con perturbaciones salientes utilizado en las simulaciones	54
3.4. Detalle de perturbaciones positivas. Perturbación rodeada con línea punteada es la perturbación oscilante en los casos que corresponda	54
3.5. Esquema del canal con perturbaciones tipo cavidad utilizado en las simulaciones	54
3.6. Detalle de perturbaciones negativas. Perturbación rodeada con línea punteada es la perturbación oscilante en los casos que corresponda	54
3.7. Esquema de configuración del archivo fvOptions	59
3.8. Extracto del archivo UEqn.H. Tomada de Holzmann [53]	60
3.9. Perfiles de velocidad promedio normalizados con u_τ . Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.	66
3.10. Perfiles de velocidad promedio normalizados con U_b . Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.	67

3.11. Perfiles de velocidad promedio normalizados con u_τ con escala semi logarítmica. Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.	68
3.12. Perfiles de velocidad promedio normalizados con u_τ y escala semi logarítmica - Región Viscosa. Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.	69
3.13. Perfiles de rms_u^+ . Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.	71
3.14. Perfiles de rms_v^+ . Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.	72
3.15. Perfiles de rms_w^+ . Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.	73
3.16. Perfil del término $u'v'$ del tensor de esfuerzos de Reynolds. Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.	74
3.17. Coeficiente de correlación entre u' and v' . DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.	75
3.18. Perfil de velocidad promedio para casos de validación. $V.\tau_p^+ = 200$: caso de validación con $\tau_p^+ = 200$; $V.\tau_p^+ = 25$: caso de validación con $\tau_p^+ = 25$; $LES - \tau_p^+ = 200$ D: Resultados LES de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 200$; $LES - \tau_p^+ = 25$ D: Resultados LES de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 25$; $DNS - \tau_p^+ = 200$ D: Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 200$; $DNS - \tau_p^+ = 25$ D: Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 25$	77
3.19. Perfiles de rms_u^+ para casos de validación. $V.\tau_p^+ = 200$: caso de validación con $\tau_p^+ = 200$; $V.\tau_p^+ = 25$: caso de validación con $\tau_p^+ = 25$; $DNS - \tau_p^+ = 200$ D: Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 200$; $DNS - \tau_p^+ = 25$ D: Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 25$. Resultados DNS de Dritselis y Vlachos [37]; Resultados LES de Dritselis y Vlachos [36].	79
3.20. Perfiles de rms_v^+ para casos de validación. $V.\tau_p^+ = 200$: caso de validación con $\tau_p^+ = 200$; $V.\tau_p^+ = 25$: caso de validación con $\tau_p^+ = 25$; $DNS - \tau_p^+ = 200$ D: Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 200$; $DNS - \tau_p^+ = 25$ D: Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 25$. Resultados DNS de Dritselis y Vlachos [37]; Resultados LES de Dritselis y Vlachos [36].	79

3.21. Perfiles de rms_w^+ para casos de validación. $V.\tau_p^+ = 200$: caso de validación con $\tau_p^+ = 200$; $V.\tau_p^+ = 25$: caso de validación con $\tau_p^+ = 25$; $DNS - \tau_p^+ = 200$ D : Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 200$; $DNS - \tau_p^+ = 25$ D : Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 25$. Resultados DNS de Dritselis y Vlachos [37]; Resultados LES de Dritselis y Vlachos [36].	80
4.1. Perfil de velocidad promedio para caso de producción con partículas de aluminio ($P.\tau_p^+ = 30$). WU: Unidades de pared; EU: Unidades externas. Free particles: Canal liso sin presencia de partículas sólidas	86
4.2. Perfil de rms_u^+ para caso de producción con partículas de aluminio ($P.\tau_p^+ = 30$). Los perfiles fueron normalizados con la velocidad de fricción (<i>Free Particle</i> : $u_\tau = 0,035$ (Canal sin la presencia de partículas sólidas); $P.\tau_p^+ = 30$: $u_\tau = 0,03$)	87
4.3. Perfil de rms_v^+ para caso de producción con partículas de aluminio ($P.\tau_p^+ = 30$). Los perfiles fueron normalizados con la velocidad de fricción (<i>Free Particle</i> : $u_\tau = 0,035$ (Canal sin la presencia de partículas sólidas); $P.\tau_p^+ = 30$: $u_\tau = 0,03$)	87
4.4. Perfil de rms_w^+ para caso de producción con partículas de aluminio ($P.\tau_p^+ = 30$). Los perfiles fueron normalizados con la velocidad de fricción (<i>Free Particle</i> : $u_\tau = 0,035$ (Canal sin la presencia de partículas sólidas); $P.\tau_p^+ = 30$: $u_\tau = 0,03$)	88
4.5. Perfil de velocidad de las partículas para el caso $\tau_p^+ = 30$	88
4.6. Comparación de los perfiles de fluctuaciones de velocidad entre la fase de transporte y la fase dispersa para el caso con partículas de $\tau_p^+ = 30$. u^f, v^f, w^f : <i>Perfiles de fluctuaciones de velocidad para la fase de transporte</i> ; u^p, v^p, w^p : <i>Perfiles de fluctuaciones de velocidad para la fase dispersa</i>	89
4.7. Contorno de velocidad instantánea en la dirección <i>streamwise</i> en el plano xz ubicado en un valor de $y^+ = 35$. Flujo sin partículas.	90
4.8. Contorno de velocidad instantánea en la dirección <i>streamwise</i> en el plano xz ubicado en un valor de $y^+ = 35$. Flujo con partículas de densidad media.	90
4.9. Perfil de producción turbulenta para el término $w'w'$ del tensor de esfuerzos de Reynolds para el caso de producción con partículas de aluminio normalizado con u_τ . $P.\tau_p^+ = 30$: $u_\tau = 0,03$; <i>Free particles</i> : $u_\tau = 0,035$ (Canal sin la presencia de partículas sólidas)	91

4.10. Perfil de producción turbulenta para el término wv del tensor de esfuerzos de Reynolds para el caso de producción con partículas de aluminio normalizado con u_τ . $P:\tau_p^+ = 30 : u_\tau = 0,03$; <i>Free particles</i> : $u_\tau = 0,035$ (Canal sin la presencia de partículas sólidas)	92
4.11. Perfil de disipación viscosa para el término wv del tensor de esfuerzos de Reynolds para el caso de producción con partículas de aluminio normalizado con u_τ . $P:\tau_p^+ = 30 : u_\tau = 0,03$; <i>Free particles</i> : $u_\tau = 0,035$ (Canal sin la presencia de partículas sólidas)	92
4.12. Perfil de disipación viscosa para el término wv del tensor de esfuerzos de Reynolds para el caso de producción con partículas de aluminio normalizado con u_τ . $P:\tau_p^+ = 30 : u_\tau = 0,03$; <i>Free particles</i> : $u_\tau = 0,035$ (Canal sin la presencia de partículas sólidas)	93
4.13. Comparación de perfiles de velocidad para todos los casos de producción (Aluminio ($P:\tau_p^+ = 30$); Plomo ($P:\tau_p^+ = 127$); Caucho ($P:\tau_p^+ = 11$)). Perfiles normalizados con la velocidad de fricción (Aluminio y Plomo: $u_\tau = 0,03$; Caucho y <i>Free particles</i> : $u_\tau = 0,035$) (Canal sin la presencia de partículas sólidas). Flechas amarillas indican resultados obtenidos en esta tesis. Flecha verde indica aumento de los perfiles en comparación al caso sin partículas.	95
4.14. Comparación de perfiles de rms_u^+ (Canal sin la presencia de partículas sólidas) para todos los casos de producción normalizados con la velocidad de fricción. <i>Particle Free</i> : Canal sin la presencia de partículas sólidas. Flechas rojas indican disminución de los perfiles en comparación al caso sin partículas.	96
4.15. Comparación de perfiles de rms_v^+ para todos los casos de producción normalizados con la velocidad de fricción. <i>Particle Free</i> : Canal sin la presencia de partículas sólidas. Flechas rojas indican disminución de los perfiles en comparación al caso sin partículas.	97
4.16. Comparación de perfiles de rms_w^+ para todos los casos de producción normalizados con la velocidad de fricción. <i>Particle Free</i> : Canal sin la presencia de partículas sólidas. Flechas rojas indican disminución de los perfiles en comparación al caso sin partículas.	97
4.17. Contorno de velocidad instantánea en dirección streamwise en el plano xz para el flujo con partículas de plomo	97
4.18. Contorno de velocidad instantánea en dirección streamwise en el plano yz para el flujo con partículas de plomo	98

4.19. Contorno de velocidad instantanea en dirección streamwise en el plano xz para el flujo con partículas de caucho	98
4.20. Contorno de velocidad instantanea en dirección streamwise en el plano yz para el flujo con partículas de caucho	98
4.21. Variación del término Pi en cada simulación. LD: Simulaciones con partículas de baja densidad. MD: Simulaciones con partículas de mediana densidad. HD: Simulaciones con partículas de alta densidad. Free Particles: Simulaciones para flujos libres de partículas	100
5.1. Canal con perturbaciones positivas.	103
5.2. Detalle de perturbaciones positivas	104
5.3. Canal con perturbaciones negativas.	104
5.4. Detalle de perturbaciones negativas.	104
5.5. Detalle de la perturbación oscilante y líneas a través de las cuales se han construidos los perfiles de este capítulo para los casos con perturbaciones positivas. EP: Entre perturbaciones; SP: Sobre perturbación. Nota: Para el caso con perturbaciones tipo cavidad se sigue una metodología y posición de los perfiles similares al caso con perturbaciones positivas.	104
5.6. Líneas de corriente para caso estacionario con perturbaciones positivas.	106
5.7. Líneas de corriente para caso estacionario obtenidas por Leonardi et al. [80]	106
5.8. Líneas de corriente para caso estacionario obtenidas por Dritselis [32]	106
5.9. Líneas de corriente para caso estacionario con perturbaciones negativas.	107
5.10. Coeficiente de fricción de pared para caso estacionario con perturbaciones positivas. Comparación con Dritselis y Vlachos [37] y Leonardi et al. [82]. La línea punteada verde representa el valor de C_f para un canal liso.	108
5.11. Coeficiente de fricción de pared para caso estacionario con perturbaciones tipo cavidad. Comparación con caso oscilatorio.	108
5.12. Perfiles de velocidad promedio en la dirección <i>streamwise</i> normalizada con U_c . Siendo U_c la velocidad en la línea central del canal. Comparación con Dritselis [32] y Orlandi et al. [108] para los casos con perturbaciones positivas. Los resultados presentados para canal liso en los perfiles de perturbaciones negativas, corresponden a resultados presentados para tal geometría en este estudio en capítulos anteriores	110

5.13. Comportamiento de las fluctuaciones de velocidad para canal con perturbaciones positivas estacionarias. Perfiles normalizados con U_b . Comparación con Dritselis [32] y Orlandi et al. [108]	111
5.14. Comportamiento de las fluctuaciones de velocidad para canal con perturbaciones negativas estacionarias. Perfiles normalizados con U_b . Los resultados para canal liso corresponden a resultados presentados para tal geometría en capítulos anteriores	112
5.15. Estructuras coherentes tipo Q, formadas en un canal completamente liso	113
5.16. Estructuras coherentes tipo Q, formadas en un canal con perturbaciones positivas estacionarias	113
5.17. Estructuras coherentes tipo Q, formadas en un canal con perturbaciones negativas estacionarias	113
5.18. Canal con perturbaciones positivas estacionarias. Comparación con resultados para canal liso de Lee y Moser [77]	114
5.19. Canal con perturbaciones negativas estacionarias. Comparación con resultados para canal liso de Lee y Moser [77]	115
5.20. Perfiles de disipación viscosa para canal con perturbaciones positivas estacionarias. Comparación con resultados para canal liso de Lee y Moser [77]	116
5.21. Perfiles de disipación viscosa para canal con perturbaciones negativas estacionarias. Comparación con resultados para canal liso de Lee y Moser [77]	117
5.22. Líneas de corriente para casos con perturbación oscilante	118
5.23. Coeficiente de fricción para caso oscilatorio con perturbaciones positivas	119
5.24. Coeficiente de fricción para caso oscilatorio con perturbaciones negativas	119
5.25. Perfiles de velocidad promedio en la dirección <i>streamwise</i> (U) para casos con perturbaciones oscilantes. Comparación con Orlandi et al. [108] y Dritselis [32]	120
5.26. Perfiles de rms normalizados con U_b para un canal con perturbaciones positivas. Caso oscilatorio	121
5.27. Perfiles de rms^+ para un canal con perturbaciones tipo cavidad. Caso oscilatorio	122
5.28. Estructuras coherentes tipo Q para caso con perturbaciones positivas. Caso oscilatorio	123
5.29. Estructuras coherentes tipo Q para caso con perturbaciones tipo de cavidad. Caso oscilatorio	123

5.30. Perfiles de producción turbulenta para perturbaciones positivas en caso oscilatorio	124
5.31. Perfiles de producción turbulenta para perturbaciones tipo cavidad en caso oscilatorio. Comparación con Lee y Moser [77]	125
5.32. Perfil de disipación viscosa para perturbaciones positivas en caso oscilatorio. Comparación con Lee y Moser [77]	125
5.33. Perfil de disipación viscosa para perturbaciones negativas en caso oscilatorio. Comparación con Lee y Moser [77]	125
6.1. Líneas de corriente para caso estacionario con perturbaciones positivas sin partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad promedio	132
6.2. Líneas de corriente para caso estacionario con perturbaciones positivas con partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad promedio	132
6.3. Líneas de corriente para caso estacionario perturbaciones negativas sin partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad instantánea	132
6.4. Líneas de corriente para caso estacionario con perturbaciones negativas con partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad instantánea	133
6.5. Líneas de corriente para caso oscilatorio con perturbaciones positivas sin partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad promedio	133
6.6. Líneas de corriente para caso oscilatorio con perturbaciones positivas con partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad promedio	133
6.7. Líneas de corriente para caso oscilatorio con perturbaciones negativas sin partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad instantánea	134
6.8. Líneas de corriente para caso oscilatorio con perturbaciones negativas con partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad instantánea	134
6.9. Perfiles de velocidad promedio para los casos con perturbaciones positivas. Perfiles normalizados con $U_c = 0,7U_b$. Valores de U_b correspondientes a un canal completamente liso.	135
6.10. Perfil de rms_u para canal con perturbaciones positivas.	137
6.11. Perfiles para canal con perturbaciones positivas. Arriba: rms_v ; Abajo: rms_w	137
6.12. Perfiles para canal con perturbaciones positivas. Arriba: uu ; Abajo: uv	138
6.13. Perfiles de producción turbulenta para canal con perturbaciones positivas. Arriba: uu ; Abajo: uv	139

6.14. Estructuras coherentes para canal con perturbaciones positivas. Arriba: Con partículas; Abajo: Sin partículas; Izquierda: Estacionario; Derecha: Oscilatorio; $Q=5$	140
6.15. Estructuras coherentes para canal con perturbaciones positivas. Arriba: Con partículas; Abajo: Sin partículas; Izquierda: Estacionario; Derecha: Oscilatorio; $Q=70$	141
6.16. Perfiles para canal con perturbaciones negativas. Arriba: Velocidad promedio en dirección <i>streamwise</i> normalizada con U_c ; Abajo: rms_u ; Izquierda: Sobre perturbación; Derecha: Entre perturbaciones	142
6.17. Perfiles de rms_v y rms_w normalizados con la velocidad de bloque U_b correspondiente a un canal completamente liso sin partículas. Caso: Perturbaciones negativas. Arriba: rms_v ; Abajo: rms_w ; Izquierda: Sobre perturbación; Derecha: Entre perturbaciones	143
6.18. Perfiles de disipación viscosa para canal con perturbaciones negativas. Arriba: uu ; Abajo: uv ; Izquierda: Sobre perturbación; Derecha: Entre perturbaciones	144
6.19. Perfiles de producción turbulenta para canal con perturbaciones negativas. Arriba: uu ; Abajo: uv ; Izquierda: Sobre perturbación; Derecha: Entre perturbaciones	145
6.20. Estructuras coherentes para canal con perturbaciones negativas. Arriba: Con partículas; Abajo: Sin partículas; Izquierda: Estacionario; Derecha: Oscilatorio; $Q=5$	146
6.21. Estructuras coherentes para canal con perturbaciones negativas. Arriba: Con partículas; Abajo: Sin partículas; Izquierda: Estacionario; Derecha: Oscilatorio; $Q=70$	146
A.1. Geometría de la cavidad cúbica utilizada	153
A.2. Plano de simetría xy	155
A.3. Evolución temporal de u	156
A.4. Evolución temporal de la presión	156
A.5. Espectro de energía de u	157
A.6. Espectro de energía de la presión	157
A.7. Espectros de energía normalizados para $y/h=-0.48$	157
A.8. Perfiles de velocidad promedio U	158

A.9. Perfiles de velocidad promedio V	159
A.10. W profile	159
A.11. Contorno de W sobre el plano de simetría yz	159
A.12. Perfiles de r.m.s (v')	160
A.13. Perfiles de $\langle u'v' \rangle$	160
A.14. Iso superficies de estructuras coherentes tipo Q ($Q=0.015$). Vista isométrica coloreada con valores instantáneos de disipación viscosa para $t_c = 18,23$	162
A.15. Iso superficies de estructuras coherentes tipo Q ($Q=0.015$). Vista isométrica coloreada con valores instantáneos de disipación viscosa para $t_c = 0$	162
A.16. Iso superficies de estructuras coherentes tipo Q ($Q=0.015$) vistas desde el fondo de la cavidad. Vista isométrica coloreada con valores instantáneos de disipación viscosa para $t_c = 9,14$	163
A.17. Relación entre las estructuras Q y los puntos de silla	163
A.18. Contornos de disipación viscosa en la dirección $u'u'$ para $Re=3200$	164
A.19. Contorno de producción turbulenta para la dirección $u'u'$ para $Re=3200$	164
A.20. Espectro de energía de la presión para $Re=10200$	165
A.21. Espectro de energía de u para $Re=10200$	165
A.22. Perfiles de r.m.s(u') sobre una línea vertical que pasa por el centro geométrico del plano de simetría xy para $Re=10200$	166
A.23. erfiles de r.m.s(v') sobre una línea vertical que pasa por el centro geométrico del plano de simetría xy para $Re=10200$	166
A.24. erfiles de r.m.s(w') sobre una línea vertical que pasa por el centro geométrico del plano de simetría xy para $Re=10200$	167
A.25. Contorno de W en plano de simetría zy para $Re=10200$	167
A.26. Espectro de energía en escala logarítmica para u' at $y/h = -0,48$	167
A.27. Estructuras coherentes tipo Q para $t_c = 724,26$ coloreadas con la disipación viscosa. $Q=0.6$	168
A.28. Estructuras coherentes tipo Q para $t_c = 537,63$ coloreadas con la disipación viscosa. $Q=0.6$	169
A.29. Estructuras coherentes tipo Q para $t_c = 724,26$ coloreadas con la disipación viscosa. $Q=0.6$	169

A.30.Relación entre estructuras tipo Q y los puntos de silla para $Re=10200$	169
A.31.Contornos de disipación viscosa para $y/h=0.033$	170
A.32.Contorno de disipación viscosa en la dirección $u'u'$ para $y/h=0.033$ y $x/h=0.5$	170
A.33.Contorno de producción turbulenta para el término $u'u'$ para $y/h=0.033$	171
A.34.Contorno de producción turbulenta para el término $u'u'$ para $y/h=0.033$ y $x/h=0.5$	171
A.35.Relación entre la Producción turbulenta y disipación viscosa para el término $u'u'$	171
B.1. Channel geometry	183
B.2. Mean velocity profiles normalised with u_τ	187
B.3. Mean velocity profiles normalised with U_b	188
B.4. Mean velocity profiles normalised with u_τ with "x" log scale	189
B.5. Mean velocity profiles normalised with u_τ with "x" log scale. Only sub-viscous layer is shown	190
B.6. k and C relationship with Δy_{min}^+	191
B.7. Normalised turbulent kinetic energy	194
B.8. Peaks values scaling for rms_u^+	195
B.9. Root mean square of velocity fluctuations in streamwise direction	197
B.10.Root mean square of velocity fluctuations in wall normal direction	198
B.11.Root mean square of velocity fluctuations in spanwise direction	199
B.12.Relative error for rms_u^+	200
B.13.Relative error for rms_v^+	201
B.14.Relative error for rms_w^+	202
B.15.Cross Reynolds stress term profiles	203
B.16.Relative error of the r.m.s values of the velocity fluctuations as a function of Re_τ	204
B.17.Coefficient of correlation between u' and v'	206
B.18.Turbulent production for $u'u'$	207
B.19.Turbulent production for $u'v'$	208
B.20.Viscous dissipation for $u'u''$	210

B.21. Viscous dissipation for $u'v'$	211
--	-----

Índice de cuadros

3.1. Condiciones de frontera utilizadas para las simulaciones en cada una de las geometrías base	55
3.2. Parámetros característicos de las simulaciones	55
3.3. Esquemas numéricos utilizados en las simulaciones	56
3.4. Esquemas numéricos usados en cada una de las simulaciones numéricas tanto para el modelo DS como para el modelo CS.	63
3.5. Número de celdas para cada malla computacional utilizada	63
3.6. Resolución en unidades de pared de las mallas utilizadas para la validación de el modelo computacional de la fase de transporte en un canal liso	63
3.7. Resolución de la malla usada por otros autores en otros estudios. Los estudios LES corresponden a un $Re_\tau = 150$ definido con u_τ y δ	64
3.8. Valores de Re_τ para cada simulación LES realizada y de los datos DNS utilizados para la comparación	65
3.9. Características de las simulaciones de validación. ($\tau_p^+ = \tau_p \frac{u_\tau^2}{\nu}$ y $dp^+ = \frac{d_p u_\tau}{\nu}$)	76
3.10. Error relativo porcentual para el término rms_u^+ para caso de validación con $\tau_p^+ = 200$ y $\tau_p^+ = 25$. Comparación con resultados DNS de Dritselis y Vlachos [37].	78
3.11. Error relativo porcentual para el término rms_v^+ para caso de validación con $\tau_p^+ = 200$ y $\tau_p^+ = 25$. Comparación con resultados DNS de Dritselis y Vlachos [37].	80
3.12. Error relativo porcentual para el término rms_w^+ para caso de validación con $\tau_p^+ = 200$ y $\tau_p^+ = 25$. Comparación con resultados DNS de Dritselis y Vlachos [37].	80

4.1. Características de las simulaciones usadas para caracterizar los flujos con partículas en canal liso	83
4.2. Comportamiento de la velocidad de bloque U_b y el término Π para los casos: libre de partículas, partículas de goma, partículas de aluminio, partículas de plomo. Valores tomados luego de 50 tiempos característicos	93
4.3. Comportamiento de la velocidad de bloque U_b y el término Π para los casos: libre de partículas, partículas de goma, partículas de aluminio, partículas de plomo. Valores tomados luego de 200 tiempos característicos	93
4.4. Tiempo característico (T_c) a partir del cual se estabilizó el término Π para cada uno de los casos evaluados.	94
4.5. Características de las simulaciones adicionales	99
5.1. Valores promedios del término explícito de presión adicionado a las ecuaciones de Navier Stokes para mover el flujo con la velocidad de bloque deseada	127
6.1. Nomenclatura de identificación de simulaciones	130
6.2. Características de las simulaciones	130
6.3. Coeficiente de fricción de pared calculado en la pared superior del canal	134
6.4. Valores de velocidad de fricción (u_τ en la pared superior del canal para los casos con perturbaciones positivas con y sin la presencia de partículas sólidas)	135
6.5. Comportamiento del término Π para los casos con y sin la presencia de partículas sólidas y perturbaciones positivas	136
6.6. Arriba: Valores promedios del término explícito de presión adicionado a las ecuaciones de Navier Stokes para mover el flujo con la velocidad de bloque deseada. Perfiles normalizados con U_c . Abajo: Perfiles de rms_u normalizados con la velocidad de bloque U_b correspondiente a un canal completamente liso sin partículas. Caso: Perturbaciones negativas.	141
A.1. Unidades de pared para cada uno de los casos simulados	154
B.1. Numerical schemes employed in the numerical simulations for numerical experiments using Dynamic Smagorinsky and Coherent Structures SGS models.	183
B.2. Numerical accuracy of numerical schemes used in this work	183
B.3. Cell number for each mesh grid	184

B.4. Grid resolution in inner wall units used in this study	184
B.5. Comparison of levels of grid resolution, in inner wall units, employed in similar works focused on turbulent channel flows at $Re_\tau = 150$	184
B.6. Nominal and actual Re_τ values for each simulation. Available DNS data is provided for comparison	185
B.7. k and C values of logarithmic velocity profile approach	191
B.8. k and C values of logarithmic velocity profile approach	192

Capítulo 1

Introducción

1.1. Contexto científico

En el trabajo que se presenta a continuación se muestra el estudio numérico de un flujo incompresible turbulento cargado con partículas sólidas suspendidas a través de un canal rectangular con perturbaciones de pared controladas. Esta investigación se encuentra enmarcada dentro del área de estudio de flujos multifásicos. Particularmente, se hace énfasis en el estudio de un flujo incompresible turbulento cargado con partículas sólidas con tamaños debajo de la escala de kolmogorov. Dentro del rango de estudio del presente trabajo existen áreas de la física claramente identificables que deben ser analizadas. Por una parte, es necesario evaluar las características turbulentas de la fase continua o de transporte, y por otra parte, se requiere predecir el efecto de las partículas sobre la fase de transporte.

Por otra parte, el trabajo también se enfoca en el uso de superficies rugosas para aumentar los niveles de turbulencia de un flujo con la finalidad de mejorar procesos de mezcla y transferencia de calor. En el caso de flujos con partículas, diferentes estudios han demostrado que el uso de técnicas de alteración de superficies o cambios en los niveles de rugosidad generan cambios en la concentración de partículas. Esta modulación de los niveles de concentración puede ser usada para aumentar el nivel de control de fenómenos de dispersión, por ejemplo, en ambientes acondicionados [93], [33], [139], [132]. Así, es común que se induzcan niveles adicionales de rugosidad con el objetivo de modificar el comportamiento del flujo, permitiendo en consecuencia mejorar el rendimiento de procesos de transferencia de calor, mezclado, transporte de partículas, entre otros [107] [122] [133] [94], [73], [74].

Estudios han demostrado que la presencia de perturbaciones geométricas en una de las paredes de un ducto de transporte, ubicadas de forma perpendicular o transversal al flujo, y

las cuales se han organizado en una configuración periódica espacialmente, también modifica el comportamiento turbulento del flujo. Los experimentos numéricos realizados con este tipo de perturbaciones geométricas, han mostrado que este arreglo de perturbaciones, generalmente causa un aumento de la intensidad turbulenta del flujo y, por tanto, un aumento de los niveles de arrastre y por ende del consumo de energía para mover el flujo en cuestión [82][81] [83] [79] [107] [32]. Al respecto, Choi y Fujusawa [19] utilizaron cavidades ubicadas de forma periódica en una placa plana con una separación entre las cavidades mayor a la altura y ancho de las mismas. Dichos autores evaluaron experimentalmente el efecto de estas cavidades en la reducción del coeficiente de presión y fricción en zonas cercanas a la pared, encontrando una leve reducción en el arrastre total sobre la superficie. Esta reducción es atribuida por Choi y Fujusawa [19] al movimiento vortical que se origina dentro de las cavidades, los cuales absorben y reorganizan el flujo turbulento que entra a la cavidad y asimismo modifican la estructura turbulenta de la capa límite presente. En este mismo orden de ideas, Seddighi y He [126] desarrollaron simulaciones numéricas de un flujo acelerado en un canal al cual se le adicionaron protuberancias geométricas perpendiculares al flujo en forma de barra cuadradas sobresalientes con separación entre ellas mayor a la altura y ancho de las mismas. En tal estudio se realizaron comparaciones contra el comportamiento de un flujo con características similares en un canal liso. Los autores identificaron que para el caso con protuberancias se presentan los mayores niveles de intensidad turbulenta y así mismo, identificaron mejoras en el tiempo de respuesta del flujo para los cambios generados por los fenómenos de aceleración. Esto último es atribuido por los autores, a las modificaciones que sufren los diferentes mecanismos de producción de turbulencia como consecuencia de las perturbaciones.

Igualmente, otra corriente de estudios han demostrado que la presencia de partículas sólidas suspendidas en un flujo turbulento permiten modular los niveles de turbulencia del mismo. Específicamente, se ha observado que las partículas sólidas tienen una fuerte capacidad de aumento o atenuación (dependiendo de parámetros de las partículas) de los niveles de turbulencia del flujo en el que se encuentran inmersas [72] [71] [131]. Al respecto, Balachandar y Eaton [8] plantean que las causas de modificación de los niveles de intensidad de turbulencia son variadas, pero se pueden clasificar en i) Aumento de la disipación debido a la presencia de partículas; ii) Transferencia de energía cinética por parte de las partículas hacia el fluido y iii) Formación de estelas y compresión vortical detrás de las partículas. Con la finalidad de entender estos mecanismos, diversos trabajos se han llevado a cabo en esta área. Por ejemplo, Gore y Crowe [50] realizaron estudios de flujos con partículas en chorros y tuberías y mostraron la existencia de una relación directa entre variación de la intensidad turbulenta con la relación de diámetros de las partículas y la escala integral de turbulencia. Ellos encontraron que partículas con diámetro superior a $1/10$ de la escala integral del flujo aumentan la turbulencia y que,

de forma contraria, ésta se ve atenuada por partículas con diámetros menores a dicho valor. Aunque estas observaciones se han repetido en subsecuentes experimentos, el diámetro de la partícula no es el único factor que influye. Por ejemplo, un número considerable de trabajos ha encontrado que también se deben tomar en cuenta parámetros como el número de Stokes, el número de Reynolds de la partícula y la fracción volumétrica de las partículas [21] [41].

Otra técnica que se ha explorado en los últimos años para, disminuir los niveles de arrastre en flujos confinados turbulentos, es la imposición de un movimiento oscilatorio en una de las paredes de un canal liso tal como lo muestran Quadrio y Ricco [118], Quadrio et al. [119], Baron y Quadrio [11] y Viotti et al. [140]. En estos estudios se puede observar que la fuerza de arrastre producida por fricción en la pared puede ser disminuida hasta en un 45% para valores de amplitud de oscilación de $A^+=25$. De la misma manera, al hacer un balance de energía neto, los mencionados autores reportan una serie de combinaciones de amplitud y frecuencia de oscilación que generan diferentes niveles de reducción de potencia neta para mover un determinado flujo másico. Dados los altos niveles de reducción obtenidos con esta técnica, una importante línea de trabajo en el área de control de flujo se ha enfocado recientemente en la integración de esta técnica conceptual (oscilaciones transversales de pared) con otras metodologías alternativas con la esperanza de obtener niveles mayores de reducción de coeficiente de fricción de pared turbulento.

1.2. Identificación del problema

En las últimas décadas una gran cantidad de estudios se han enfocado en técnicas de modificación del comportamiento turbulento de diversos tipos de flujos, esto con la finalidad de disminuir las fuerzas de arrastre, aumentar las tasas de mezclado y transferencia de calor, e incluso encontrar la relación existente entre la rugosidad de las paredes y las estructuras turbulentas del flujo. Entre este tipo de estudios se encuentran aquellos dirigidos a modificar la características de la pared mediante mecanismos bioinspirados o variaciones geométricas controladas, las cuales permiten alterar el comportamiento turbulento del flujo, logrando de esta manera, por ejemplo, disminuir las fuerzas de arrastre. Otro conjunto de estudios se han enfocado en estudiar la modificación de la turbulencia originada por la presencia de partículas sólidas. Como se indicaba anteriormente, dichas partículas pueden ocasionar variaciones considerables en los niveles de turbulencia (aumento o atenuación) del flujo en el que están inmersas. Por otra parte, algunos estudios se han enfocado en relacionar el efecto que tiene los niveles de rugosidad de las paredes del material de las paredes del ducto sobre el comportamiento turbulento del flujo y de la distribución de las partículas dentro de él.

Un gran número de los estudios dirigidos a caracterizar la modificación de la turbulencia, tal como los planteados anteriormente, representan formas potenciales para desarrollar mejoras en el funcionamiento de los sistemas de transporte y mezclado de fluidos, (e.g Disminución de los requerimientos de bombeo para el transporte de fluidos, disminución de las tasas de erosión y/o aumento de la tasa de mezclado). Aunque son abundantes los estudios relacionados con la influencia que tienen la presencia de protuberancias geométricas controladas en la pared, así como la presencia de partículas sólidas dispersas en un flujo sobre la modificación de la turbulencia, dichos estudios se han realizado de forma separada, de acuerdo a lo observado en estudios previos relacionados. En este sentido, resulta natural formular la siguiente interrogante: ¿cual sería el comportamiento de un flujo turbulento cargado con partículas sólidas dispersas a través de ductos que presenten perturbaciones geométricas controladas en su superficie?.

Responder esta interrogante desde el punto de vista experimental no es tarea fácil, ya que las técnicas actuales de adquisición de datos, aunque han tenido avances significativos, aún no son lo suficientemente completas como para obtener estadísticas espaciales de la fase de transporte que permita calcular las tasas de disipación o producción turbulenta como elementos indicativos de la modulación turbulenta por parte de las partículas [8].

De acuerdo con lo anterior, el uso de técnicas de dinámica de fluidos computacional, surge como una alternativa adecuada para dar respuesta a la interrogante formulada anteriormente. Por estos motivos, el presente trabajo de investigación se enfoca en el estudio y análisis del comportamiento turbulento de un flujo cargado con partículas sólidas dispersas y suspendidas a través de un canal rectangular, con paredes que presenten perturbaciones geométricas controladas mediante experimentación numérica. La evaluación de la variación de la dinámica turbulenta del flujo se realiza mediante el cálculo y comparación del comportamiento y evolución de los esfuerzos cortantes de pared, fluctuaciones de velocidad, estructuras coherentes, producción turbulenta, disipación viscosa y coeficientes de fricción.

1.3. Objetivos de la investigación

Para dar respuesta a la interrogante que se formuló anteriormente, se plantea como objetivo general de la investigación, evaluar numéricamente la influencia de partículas sólidas suspendidas en flujos incompresibles turbulentos a través de un canal con perturbaciones geométricas controladas. Para cumplir con dicho objetivo es necesario llevar a cabo satisfactoriamente los siguientes objetivos específicos:

- Evaluar el comportamiento turbulento de un flujo incompresible en canal con pertur-

baciones geométricas controladas en la pared, mediante medición de los términos de disipación viscosa, producción turbulenta y coeficiente de fricción de pared.

- Evaluar la influencia que tiene la presencia de partículas sólidas suspendidas en el comportamiento turbulento de un flujo incompresible a través de un canal liso usando un enfoque de punto - partícula para el tratamiento de la fase dispersa.
- Realizar mediciones del efecto combinado de perturbaciones geométricas controladas y partículas sólidas suspendidas, en un flujo incompresible turbulento en canal, para los términos de disipación viscosa, producción turbulenta y coeficiente de fricción de pared.

1.4. Contenido y organización de la tesis

El presente trabajo de investigación se compone de los siguientes capítulos:

- Introducción
- Conceptos fundamentales
- Modelo computacional y validación
- Flujo con partículas en canal liso
- Caracterización del efecto de la presencia de perturbaciones geométricas en la pared en el comportamiento turbulento de un flujo incompresible a través de un canal.
- Modificación del comportamiento turbulento de un flujo incompresible a través de un canal con perturbaciones geométricas en una de sus paredes y con la presencia de partículas sólidas suspendidas.

Capítulo 2

Conceptos fundamentales

En esta sección se presentan los conceptos básicos necesarios para abordar el presente proyecto de investigación. Así mismo, se hace mención a los métodos numéricos, algoritmos y modelos utilizados para resolver numéricamente el fenómeno en cuestión. El capítulo ha sido estructurado de tal forma que se pueden encontrar definiciones relativas al comportamiento de flujo turbulento, así como sus características, ecuaciones gobernantes y esquemas de solución numérica, haciendo énfasis en el tipo de modelo utilizado para representar numéricamente los efectos turbulentos dentro del flujo. Igualmente se presentan los marcos conceptuales, tanto de modelos matemáticos como computacionales, empleados para la simulación de la dinámica de partículas.

2.1. Ecuaciones gobernantes en mecánica de fluidos

Las ecuaciones gobernantes que rigen el comportamiento de los flujos que cumplen con la hipótesis del flujo como un continuo, corresponden a las ecuaciones de Navier-Stokes. Dichas ecuaciones están basadas en el principio de conservación de la masa y momento. En el caso de flujos incompresibles y Newtonianos, como es el caso del presente trabajo, dichas ecuaciones se pueden expresar de la siguiente manera:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.2)$$

En donde la ecuación 2.1 corresponde a la ecuación de continuidad y la ecuación 2.2

corresponde al principio de conservación de cantidad de movimiento lineal. A partir de la formulación de la ecuación 2.1 se puede decir que los flujos incompresibles son flujos libres de divergencia.

Las ecuaciones 2.1 y 2.2 se encuentran planteadas en función de los campos instantáneos de velocidad. Estas ecuaciones permiten obtener de forma directa las características de los campos de velocidad y de forma indirecta, con la ayuda de algún algoritmo de solución y ecuación auxiliar (e.g ecuación de Poisson) ayudan a determinar el campo de presión del flujo, aún cuando este sea turbulento. Sin embargo, debido a la gran diferencia de escalas presentes y que interactúan en los flujos turbulentos, se hace extremadamente difícil resolver ambos campos de manera precisa [145]. En este sentido, aún cuando los flujos turbulentos tienen un comportamiento cuasi-caótico, se ha demostrado que cuando se hace un análisis estadístico de los campos involucrados, las características del flujo son similares para casos con configuraciones equivalentes. En tal sentido, desde los estudios de Reynolds se ha propuesto que los campos instantáneos involucrados se pueden descomponer en un término promedio constante más un término fluctuante, tal como se expresa en el planteamiento de la descomposición de Reynolds, el cual para el campo de velocidad se puede expresar como:

$$u_i = U_i + u'_i \quad (2.3)$$

En donde U_i , corresponde al promedio de conjunto (Ensemble average) de las componentes del campo de velocidad y u'_i , corresponde a las fluctuaciones instantáneas de las componentes del campo de velocidad.

Teniendo en cuenta la descomposición del campo de velocidad mostrado en la ecuación 2.3, y promediando las ecuaciones de Navier-Stokes, se obtienen las ecuaciones de Navier-Stokes expresadas en términos de la descomposición de Reynolds, denominadas de aquí en adelante, simplemente como ecuaciones de Reynolds. Las ecuaciones de Reynolds se formulan de la siguiente manera:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u'_i u'_j \rangle + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.5)$$

En donde $\langle u'_i u'_j \rangle$ representa el tensor de esfuerzos de Reynolds, el cual representa el efecto de desviación instantánea que sufre el campo de velocidad promedio en un flujo turbulento,

como consecuencia de la transferencia de momento por el movimiento del flujo en cada una de las direcciones.

Desde el punto de vista del análisis tensorial, el tensor de esfuerzos de Reynolds es un tensor simétrico de segundo orden y está relacionado con el transporte de momento debido a las fluctuaciones de velocidad. Aunque suele decirse que $\langle u'_i u'_j \rangle$ representa el tensor de esfuerzos de Reynolds, estrictamente el mismo se debe representar como $\rho \langle u'_i u'_j \rangle$.

$$\rho \langle u'_i u'_j \rangle = \begin{pmatrix} \rho \langle u_1'^2 \rangle & \rho \langle u_1' u_2' \rangle & \rho \langle u_1' u_3' \rangle \\ \rho \langle u_2' u_1' \rangle & \rho \langle u_2'^2 \rangle & \rho \langle u_2' u_3' \rangle \\ \rho \langle u_3' u_1' \rangle & \rho \langle u_3' u_2' \rangle & \rho \langle u_3'^2 \rangle \end{pmatrix}$$

De esta representación tensorial se puede observar que los elementos que se encuentran en la diagonal son esfuerzos normales y los demás son esfuerzos cortantes. En este sentido, si se toman los términos traza de este tensor se obtiene lo que se conoce como energía cinética turbulenta (k), la cual se define como la mitad de la suma de las componentes normales del tensor de esfuerzos de Reynolds, tal como se muestra en la ecuación 2.6 y que físicamente representa la cantidad de energía cinética contenida en los remolinos que se presentan en flujos turbulentos.

$$k = \frac{1}{2} \langle u_i u_i \rangle \quad (2.6)$$

2.2. Turbulencia

La turbulencia se puede definir como aquel estado del movimiento del flujo que se caracteriza por un comportamiento aparentemente caótico con altos niveles de vorticidad tridimensional [45]; sin embargo, la palabra "caótico" es comúnmente reemplazada por la expresión cuasi-caótico. Cuando los fenómenos turbulentos se encuentran presentes en un flujo, los mismos gobiernan a otros fenómenos desarrollados dentro del mismo, provocando, por ejemplo, aumento de la tasa de disipación de energía cinética turbulenta, mezclado, transferencia de calor y arrastre.

Desde los primeros estudios de Osborne Reynolds (1883), se ha observado que los flujos turbulentos pueden ser caracterizado mediante un número adimensional que relaciona los efectos inerciales y los efectos viscosos que actúan sobre el fluido. A este número se le conoce actualmente como número de Reynolds, y se expresa matemáticamente de la siguiente manera:

$$Re = \frac{UL}{\nu}$$

Donde, U y L son la velocidad y longitud característica del flujo respectivamente y ν corresponde a la viscosidad cinemática del fluido.

2.2.1. Cascada de energía y escalas de Kolmogorov

Dada la gran cantidad de escalas involucradas en un flujo turbulento, desde hace varios años y con la finalidad aumentar la comprensión del efecto principal de estas sobre el flujo, algunos autores han propuesto una clasificación de las mismas. En tal sentido, desde los trabajos de Kolmogorov ¹ una aproximación que se utiliza habitualmente para explicar la formación de remolinos a diferentes escalas, así como la transferencia de energía cinética entre ellos, es la cascada de energía.

El modelo de cascada de energía propuesto por Kolmogorov, establece que el comportamiento de las remolinos con escalas más grandes son dependientes tanto de la geometría que lo contiene, así como de las condiciones iniciales del flujo. Caso contrario ocurre con los remolinos de escalas más pequeñas, los cuales al ser caracterizados con valores característicos mucho menores que los primeros tienden a tener un comportamiento estadístico independiente tanto de las condiciones de contorno como de las condiciones iniciales del flujo. No obstante, aún cuando la dinámica presente en cada una de las escalas del flujo es diferente, todas ellas se encuentran relacionadas entre sí, por la tasa de disipación de energía cinética, la cual de acuerdo a Kolmogorov es la misma para cada interacción de transferencia de energía cinética que se presenta de acuerdo a la cascada de energía.

Matemáticamente, Kolmogorov plantea que la tasa de disipación viscosa se puede estimar a partir de la velocidad y longitud características de las escalas más grandes, de acuerdo con la siguiente expresión:

$$\epsilon = U_L^3/L \quad (2.7)$$

En donde, ϵ es la tasa de disipación viscosa, U_L es la velocidad característica de las escalas más grandes y L es la longitud característica de las escalas más grandes, respectivamente.

Tal como se explicó anteriormente, las escalas más grandes se dividen en escalas más pequeñas de forma sucesiva, hasta el punto en que se genera una disipación de energía por efectos viscosos en forma de energía térmica. Al respecto, Kolmogorov plantea que, cada remolino se puede caracterizar por un tiempo T_v , que sería el tiempo en el cual dicho torbellino desaparecería por efectos netamente viscosos. Para las escalas más grandes, los remolinos

¹Andrey Nikolaevich Kolmogorov, 25 de abril de 1903 – 20 de octubre de 1987

logran separarse antes de que se alcance el tiempo T_v , no obstante, cuando el remolino es lo suficientemente pequeño el tiempo T_v se logra alcanzar y finalmente tales remolinos se destruyen por efectos viscosos. En tal sentido, a las escalas involucradas en estos últimos remolinos se les conoce como escalas de Kolmogorov. Particularmente, Kolmogorov define la escala espacial de Kolmogorov (ζ) de la siguiente manera:

$$\zeta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (2.8)$$

2.3. Modelado de la turbulencia

Debido a la dificultad que representa la solución tanto de las ecuaciones de Navier-Stokes como de las ecuaciones de Reynolds, se hace necesario generar modelos que permitan emular el comportamiento de los flujos turbulentos. De acuerdo con Pope [115], el estudio del comportamiento turbulento de los flujos es complicado y no existen indicios de encontrar en un futuro cercano soluciones analíticas a dicho problema. Por consiguiente, el uso de modelos de turbulencia se ha expandido notoriamente, teniendo actualmente una gran cantidad de modelos con diversos enfoques y grados de complejidad. Entre los más destacados se pueden mencionar los modelos que se basan en las ecuaciones de Reynolds (RANS), los modelos basados en la solución directa de las escalas más grandes de movimiento o simulación de remolinos de grandes escalas (LES) y, por último, un tipo de solución que no utiliza un modelo específico, sino que, por el contrario, busca resolver todas las escalas involucradas del flujo de forma completa. A este último tipo de simulación se le llama simulación numérica directa (DNS); sin embargo, debido al gran requerimiento de computo que se demanda para el desarrollo de este tipo de simulaciones, este enfoque aún no se ha popularizado de forma masiva. Particularmente, en este documento solo se hablará de los modelos LES, que son los que se usarán para el desarrollo de las simulaciones presentadas.

2.3.1. Modelos LES:

En este tipo de modelos las escalas tridimensionales más grandes de turbulencia son resueltas completamente, mientras que los efectos de las escalas más pequeñas son modelados.

En el proceso de filtrado de las ecuaciones de Navier - Stokes, un filtro espacial es aplicado

a las mismas de la siguiente manera [78],

$$\bar{u}(x_i, t) = \int (G(r, x_i)u(x_i - r, t)).dr \quad (2.9)$$

En donde la integración se hace a través de todo el dominio.

El filtro espacial a utilizar en el proceso de filtrado puede ser diversos tipos. Entre los más comunes se tienen: Filtro tipo Caja, gaussiano, de espectro agudo y de de Couchy-Pao.

A los filtros mencionados anteriormente se les conoce como filtros explícitos. No obstante, en el presente trabajo no se utilizará alguno de estos filtros, sino que por el contrario se hará un filtrado implícito, en donde el tamaño del filtro (Δ_i) corresponderá al tamaño de las celdas de la malla en la cual se discretizarán las ecuaciones correspondientes.

Una vez filtradas las ecuaciones de Navier-Stokes, las mismas quedan representadas como,

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i)(\bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{-1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}^R}{\partial x_i} \quad (2.11)$$

De donde se puede definir el tensor de esfuerzos residual como,

$$\tau_{ji}^R = \bar{u}_i \bar{u}_j - (\bar{u}_i)(\bar{u}_j) \quad (2.12)$$

Este tensor es análogo al tensor de esfuerzos de Reynolds, por lo que se puede definir la energía cinética turbulenta residual como,

$$k_R = \frac{1}{2} \tau_{ii}^R \quad (2.13)$$

El tensor de esfuerzos residual, al igual que cualquier otro tensor, se puede separar en una parte esférica y en una parte deviatórica. La parte deviatórica se define como,

$$\tau_{ij}^r = \tau_{ij}^R - \frac{2}{3} k_R \delta_{ij} \quad (2.14)$$

Siendo definida la parte esférica como $\frac{2}{3} k_R \delta_{ij}$. Debido al comportamiento isótropo o hidrostático de la parte esférica del tensor de de esfuerzos residual, esta se puede incluir en el campo de presión filtrado, generándose entonces un campo de presión modificado tal como se

expresa en la ecuación 2.15:

$$\overline{p^*} = \overline{p} + \frac{2}{3}\rho k_R \quad (2.15)$$

De acuerdo con lo expresado anteriormente, la ecuación de momento filtrada a utilizar en este proyecto, para un flujo monofásico, queda expresada de la siguiente manera,

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{u}_i)(\overline{u}_j)}{x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p^*}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u}_i}{x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}^r}{\partial x_i} \quad (2.16)$$

Tal como se mencionó anteriormente, en la ecuación 2.16 también se presenta el problema de cierre de las ecuaciones de Reynolds. Este problema se origina por la no linealidad del término convectivo $(\overline{u}_i \overline{u}_j)$. Al respecto, se deben utilizar algunos modelos que permitan realizar el cierre de las ecuaciones 2.10 y 2.16 mediante el modelado del tensor de esfuerzo residual deviatorico, es decir, el modelado de las escalas de sub grilla.

Modelos de escala de sub grilla:

Con la finalidad de modelar las escalas de sub grilla (SGS), diferentes tipos de modelos han sido desarrollados. La mayoría de ellos involucran el uso de la viscosidad turbulenta basándose en la hipótesis de Boussinesq's [63] [136] [88]. Los modelos de sub grilla comúnmente utilizados son aquellos basados en variaciones del modelo original de Smagorinsky (SM) [129]. La ventaja principal de los modelos basados en el modelo de Smagorinsky, es que son capaces de representar, de manera adecuada, el proceso de transferencia de energía cinética desde las escalas más grandes hasta las escalas más pequeñas de turbulencia, en donde esta energía es disipada a través de efectos viscosos. No obstante, este tipo de modelos tienen abundantes limitaciones, entre las cuales se pueden incluir, coeficientes de correlación pobres [20] [10], así como la incapacidad de representar adecuadamente el efecto de retrodispersión (back scattering) desde las escalas más pequeñas de turbulencia hacia las escalas integrales de turbulencia [39].

Una de las variantes pertenecientes a este tipo de modelos de sub grilla es el modelo Dinámico de Smagorinsky (DS) propuesto por Lilly [91], el cual es ampliamente utilizado por la comunidad investigadora. Su uso extendido se debe, en gran parte, al elevado grado de precisión que han tenido las simulaciones numéricas que lo han utilizado en comparación con los datos experimentales y provenientes de simulaciones DNS disponibles en la literatura [111], [95], [36]. En este modelo, el bien conocido coeficiente de Smagorinsky es calculado de forma dinámica con base en la información local del flujo. Este modelo mejoró algunas de las deficiencias del modelo original de Smagorinsky, dígame: i) El modelo dinámico de Smagorinsky

no necesita el uso de funciones de amortiguamiento y ii) es capaz de capturar el fenómeno de *Backscattering*. Sin embargo, este modelo también tiene una serie de dificultades asociadas a su implementación numérica. A saber, i) Debido a que el coeficiente de Smagorinsky es calculado localmente, el mismo puede tomar valores positivos o negativos, trayendo en consecuencia eventuales problemas de inestabilidad numérica; ii) Debido al cálculo dinámico del coeficiente de Smagorinsky, este modelo requiere un mayor costo computacional en comparación al modelo original de Smagorinsky. La primera dificultad ha sido usualmente resuelta usando el proceso propuesto por Germano et al. [47] y modificado luego por Lilly [91], en donde el coeficiente de Smagorinsky se calcula a partir del promedio en direcciones homogéneas del flujo, evitando con esto valores negativos de este coeficiente.

Otro modelo de sub grilla con una formulación matemática relativamente simple que ha sido propuesto, es el modelo de estructuras coherentes (CS) propuesto por Kobayashi [66]. Dicho modelo produce, como se observa en la literatura, resultados precisos con un bajo costo computacional, en comparación con el modelo DS [32], cualidad que lo hace atractivo para ser usado cuando se deben realizar simulaciones LES de flujos turbulentos en ambientes con limitados recursos computacionales. El modelo CS se basa en el comportamiento de las estructuras coherentes tipo Q, de acuerdo a la definición propuesta por Hunt et al. [56]. El mismo, se origina a partir de la premisa de que las estructuras coherentes tipo Q tienen una relación directa con la cantidad estimada de energía que es disipada en las escalas de subgrilla [66].

De acuerdo con lo anteriormente expuesto y luego de un análisis de viabilidad realizado, se decidió utilizar para el desarrollo del presente trabajo de investigación, el modelo dinámico de Smagorinsky (DS) y el modelo de estructuras coherentes (CS). No obstante, en aras de comprender con mayor facilidad el fundamento matemático detrás de estos modelos, es recomendable estudiar y comprender inicialmente la concepción y naturaleza del modelo de Smagorinsky [129].

Modelo Dinámico de Smagorinsky (DS) Como se mencionó anteriormente el modelo de Smagorinsky presenta una serie de inconvenientes que deben ser atacados para evitar resultados físicamente incongruentes. Particularmente, el coeficiente C_s debe ser cero para flujos laminares y debe ser atenuado en regiones cercanas a la pared para flujos turbulentos. Al respecto, Germano et al. [47] propusieron un modelo dinámico que provee una metodología para determinar un valor apropiado del coeficiente C_s de forma local y así, de esta manera, evitar los inconvenientes presentes en el modelo CS. Este modelo fue mejorado posteriormente por Lilly [91] y Meneveau et al. [100].

La idea básica del modelo propuesto por Germano et al. [47] es introducir un segundo filtro de prueba, el cual tiene un ancho más grande que el filtro inicial ($\widehat{\Delta} > \Delta$) utilizado para derivar las ecuaciones LES 2.10 y 2.16. Los símbolos identificados con la tilde ($\hat{\cdot}$) encima corresponden a valores con el filtro de prueba, y los valores con una línea encima ($\overline{\cdot}$) corresponden a valores filtrados con el filtro primario. En este sentido si la ecuación 2.2 se filtra inicialmente con el filtro primario utilizado para LES y luego por el filtro de prueba del modelo de Germano et al. [47] se obtiene,

$$\frac{\partial \widehat{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \widehat{u}_i \widehat{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \widehat{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \widehat{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial T_{ij}^R}{\partial x_i} \quad (2.17)$$

De forma análoga a la ecuación 2.12, a partir de la ecuación 2.17 se forma un nuevo tensor de esfuerzos residual (T_{ij}^R),

$$T_{ij}^R = \widehat{u_i u_j} - (\widehat{u}_i)(\widehat{u}_j) \quad (2.18)$$

A partir de estas ecuaciones, Germano et al. [47] propusieron el tensor de esfuerzos resueltos (Lr_{ij}),

$$Lr_{ij} = \overline{(\widehat{u}_i)(\widehat{u}_j)} - (\widehat{u}_i)(\widehat{u}_j) \quad (2.19)$$

El cual representa las escalas que se encuentra entre el filtro de prueba ($\widehat{\nabla}$) y el filtro primario (∇).

Con base en ésta representación, Germano et al. [47] propusieron una identidad que relaciona el nuevo tensor de esfuerzos residual (T_{ij}^R) y el obtenido inicialmente (τ_{ij}^R),

$$Lr_{ij} = \overline{(\widehat{u}_i)(\widehat{u}_j)} - (\widehat{u}_i)(\widehat{u}_j) = \underbrace{(\widehat{u_i u_j} - (\widehat{u}_i)(\widehat{u}_j))}_{T_{ij}^R} - \underbrace{(\widehat{u_i u_j} - \overline{(\widehat{u}_i)(\widehat{u}_j)})}_{\widehat{\tau}_{ij}^R} \quad (2.20)$$

Donde, $\widehat{\tau}_{ij}^R$ representa el tensor de esfuerzos residual filtrado con el filtro de prueba. La ventaja de la anterior identidad radica en el hecho de que la misma es representada solo en función de \overline{u} que son variables conocidas. Esta misma ecuación filtrada ahora con el filtro de prueba se puede escribir como,

$$T_{ij}^r = -2C_s^2 \widehat{\Delta}^2 |\widehat{S}_{ij}| \widehat{S}_{ij} \quad (2.21)$$

Donde, T_{ij}^r es la parte deviatórica del tensor de esfuerzos residual filtrado con el filtro de prueba.

Si se aproxima C_s a un valor constante (No lo es por principio fundamental del modelo dinámico) y se define,

$$M_{ij} = 2\Delta^2 \widehat{|S_{ij}|S_{ij}} - 2\widehat{\Delta}^2 \widehat{|S_{ij}|S_{ij}} \quad (2.22)$$

entonces, es posible escribir,

$$Lr_{ij}^r = T_{ij}^r - \widehat{\tau}_{ij}^r = -C_s^2 M_{ij} \quad (2.23)$$

En simulaciones LES, tanto M_{ij} como la parte deviatórica del tensor Lr_{ij} son conocidos en términos de $\bar{u}(x_i, t)$. Por lo tanto, esta información puede ser utilizada para calcular el valor de C_s para el cual el modelo Lr_{ij}^r da la mejor aproximación de la parte deviatórica del tensor Lr_{ij} . Sin embargo, de acuerdo a Pope [115] un único valor de C_s no permite acoplar las cinco componentes de Lr_{ij}^r y M_{ij} . Al respecto, Lilly [91] ha mostrado que esta situación se puede mejorar mediante la siguiente expresión para C_s :

$$(\Delta C_s)^2 = \frac{M_{ij} Lr_{ij}^r}{M_{mn} M_{mn}} \quad (2.24)$$

Modelo de estructuras coherentes (CS) La posibilidad de elucidar estructuras coherentes en flujos turbulentos comenzó a ser notable con la aparición de las simulaciones DNS. Al respecto, algunos de los estudios pioneros en este campos fueron desarrollados por Kobayashi et al. [68] Vincent y Meneguzzi [138] y Jiménez et al. [60]. En tale estudios, los autores fueron capaces de visualizar en flujos con turbulencia isotrópica homogénea, la formación de estructuras en formas de tubos, los cuales tenían un origen vortical. Con base en este tipo de hallazgos, con el tiempo surgieron diferentes criterios y/o técnicas para elucidar la formación de este tipo de estructuras. Particularmente, Hunt et al. [56] propuso una clasificación de las estructuras coherentes basadas en el comportamiento del segundo invariante del tensor de gradiente de velocidad. Así, un valor positivo de este invariante, indica un remolino coherente del cual su vorticidad es mayor que el esfuerzo cortante ejercido sobre él.

Un estudio muy importante relacionado con el uso de estructuras coherentes para caracterizar la dinámica turbulenta de un flujo, fue publicado por da Silva y Métais [25]. En este estudio, los autores caracterizaron la relación existente entre la formación de estructuras cohe-

rentes y la interacción de las escalas integrales y de sub grilla (GS/SGS) para una *free shear layer*. Particularmente, los autores se enfocaron en analizar el regiones del flujo en donde se formaron vórtices de *Kelvin-Helmoltz* y vórtices longitudinales. Los autores observaron que los mayores intercambios de energía cinética entre ambas escalas ocurrían en ubicaciones cercanas en donde se formaron las estructuras coherentes tipo Q, cuya formación no obedecía a un comportamiento aleatorio tal como otros autores han planteado.

Numéricamente, en el modelo de estructuras coherentes, el cálculo del tensor de escalas de sub grilla se basa en el procedimiento propuesto por Smagorinsky [129]; No obstante, el coeficiente C es calculado a partir del comportamiento del segundo invariante Q del tensor tensor de deformación filtrado, tal como se muestra en la ecuación B.15. Así, el coeficiente C es calculado a partir de la ecuación 2.27. En tal sentido, el procedimiento de cálculo para el tensor de esfuerzos de sub grilla se puede explicar de la siguiente manera:

De acuerdo con lo planteado por Smagorinsky [129], la parte deviatórica del tensor de esfuerzos residuales se puede expresar como:

$$\tau_{ij}^r = -2C\Delta^2|\overline{S_{ij}}|\overline{S_{ij}} \quad (2.25)$$

En donde C es la bien conocida constante de Smagorinsky, Δ es el filtro espacial y $\overline{S_{ij}}$ es el tensor de deformación filtrado.

Por otra parte, las estructuras coherentes Q fueron definidas por Hunt et al. [56], como el segundo invariante del tensor de deformación,

$$Q = \frac{1}{2} (\overline{\omega_{ij}\omega_{ij}} - \overline{S_{ij}S_{ij}}) \quad (2.26)$$

En donde ω_{ij} corresponde al tensor de vorticidad. Pudiéndose definir el coeficiente C , de acuerdo al modelo de Kobayashi [66] de la siguiente manera.

$$C = C' |F_{CS}|^{3/2} F_{\Omega} \quad (2.27)$$

Donde F_{CS} es la función de estructuras coherentes, la cual es normalizada con la magnitud del esfuerzo cortante E ; F_{Ω} es la función de suprsión de energía decayente. El valor del parámetro C' fue determinado por Kobayashi [66] mediante un estudio previo en un flujo en canal turbulento e isotrópico, estableciendo su valor como fijo en 1/22.

El modelo de estructuras coherentes propuesto por Kobayashi [66] es un modelo simple, debido al hecho de que solo es necesario calcular valores de vorticidad y deformación para

poder predecir el comportamiento del flujo.

Otra característica importante del modelo de estructuras coherentes, se relaciona con la pequeña varianza que presenta el cálculo del coeficiente C , lo que en consecuencia genera mayor estabilidad numérica en comparación a los métodos de cálculo local del coeficiente C . En tal sentido, se puede expresar que dicha variación esta relacionada con el comportamiento de las funciones F_ω y F_{CS} de la siguiente manera:

$$-1 \leq F_{CS} \leq 1 \text{ and } 0 \leq F_\Omega \leq 2.$$

Una de las principales ventajas del modelo de estructuras coherentes es que tiene un menor costo computacional en comparación al modelo en comparación con el modelo dinámico de Smagorinsky [46], siendo a su vez numéricamente estable sin necesidad de calcular campos promediados.

2.4. Flujo cargado con partículas sólidas

Cuando se habla de flujo con partículas, estos se pueden clasificar en flujos con partículas dispersas y flujos con partículas polidispersas. Particularmente, de acuerdo a Marchisio y Fox [97], se puede decir que un flujo con partículas se considera disperso si todas las partículas que lo componen tienen las mismas propiedades físicas. En el caso de que existan diferencias en dichas propiedades (e.g partículas con diferente masa), se adopta el nombre de fase polidispersa. Así mismo, estos tipos de flujo también se pueden clasificar como diluidos y densos [24]. Los flujos diluidos son aquellos en los que el movimiento de las partículas es dominado por las fuerzas de cuerpo y superficie que actúan sobre la partícula. Caso contrario, los flujos densos son aquellos en los que el movimiento de las partículas es dominado principalmente por las interacciones partícula - partícula. En particular, para flujos densos de aplicación industrial del orden de las meso-escalas, las interacciones relevantes son del tipo colisión entre partículas.

Así mismo, para los casos en los que se realizan análisis numéricos de flujos con partículas, Marchisio y Fox [97] plantean una clasificación más detallada en función de la interacción que exista entre la fase dispersa y la fase de transporte. En este sentido, tales autores definen los flujos diluidos como aquellos en los cuales los efectos de las partículas sobre la fase de transporte son despreciables. En este caso se plantea, que existe un acoplamiento simple o de una vía entre las fases. Por consiguiente, un flujo es moderadamente denso, en los casos donde el efecto que tienen las partículas sobre la fase de transporte es considerable, pero los efectos de interacción entre las partículas es despreciable. En este caso se plantea un acoplamiento doble

o de dos vías entre las fases. A su vez, los flujos se consideran como densos, cuando tanto los efectos de las partículas sobre la fase de transporte como los efectos de interacción entre ellas son considerables. Desde el punto de vista de experimentación numérica, dependiendo del tipo de flujo que se estudie, generalmente los niveles de acoplamiento entre las ecuaciones gobernantes cambian, es decir, es común que para flujos diluidos se hable de acoplamiento en una sola vía, para flujos moderadamente denso de acoplamiento de dos vías y para flujos densos de acoplamiento completo de o de cuatro vías. Sin embargo, esto no significa que los tipos de acoplamientos entre las fases se hagan estrictamente de esta manera, ya que dependiendo de la capacidad computacional y de los objetivos del estudio a realizar, es posible, por ejemplo, evaluar un flujo con partículas diluido, tomando un acoplamiento completo entre las fases.

A la hora de determinar el tipo de acoplamiento entre la fase dispersa y la fase de transporte, es necesario realizar un análisis de las propiedades físicas de las mismas, así como de la cantidad y tamaño de las partículas. Dos parámetros que permiten tener una idea del tipo de acople que se debe tomar en cuenta para estudios de naturaleza computacional, son el número de Stokes (St) y la fracción volumétrica de partículas (ϕ_p). El primero se define como un número adimensional que caracteriza el comportamiento de las partículas que se encuentran dentro de un flujo y se representa como la relación entre el tiempo de respuesta de las partículas (τ_p) y el tiempo característico del campo de flujo en el que se encuentran. Este parámetro se expresa matemáticamente de acuerdo con la ecuación 2.28.

$$St = \frac{\tau_p U_0}{d_c} \quad (2.28)$$

En la ecuación 2.28, U_0 es la velocidad del flujo de transporte en la corriente libre y d_c es alguna longitud característica de la geometría evaluada. Dependiendo del valor que tome St , las partículas presentarán ciertos comportamientos claramente diferenciables, por ejemplo, si $St \gg 1$ las partículas se mueven de forma independiente a la corriente de flujo de transporte debido a la inercia de las mismas. Por el contrario si $St \ll 1$ las partículas se mueven de acuerdo a las líneas de corriente del flujo de transporte.

El segundo parámetro, la fracción volumétrica de las partículas, se define como la relación entre el volumen ocupado por la fase dispersa y el volumen total de la mezcla y se representa matemáticamente de acuerdo con la ecuación 2.29.

$$\phi_p = \frac{V_p}{V_m} \quad (2.29)$$

Así mismo, para ayudar a seleccionar de mejor manera el tipo de acoplamiento a considerar entre ambas fases, en la figura 2.1 se muestra un mapa propuesto con anterioridad por Crowe [21], el cual se encuentra en función del número de Reynolds de la partícula (Re_p) y la fracción volumétrica de la partícula (ϕ_p), y para el cual el valor de Re_p es definido como,

$$Re_p = \frac{\rho_f d_p |v_p - v_f|}{\mu_f} \quad (2.30)$$

En donde, ρ_f es la densidad de la fase de transporte, d_p es el diámetro de la partícula, v_p es la velocidad de la partícula, v_f es la velocidad de la fase de transporte y μ_f es la viscosidad dinámica de la fase de transporte.

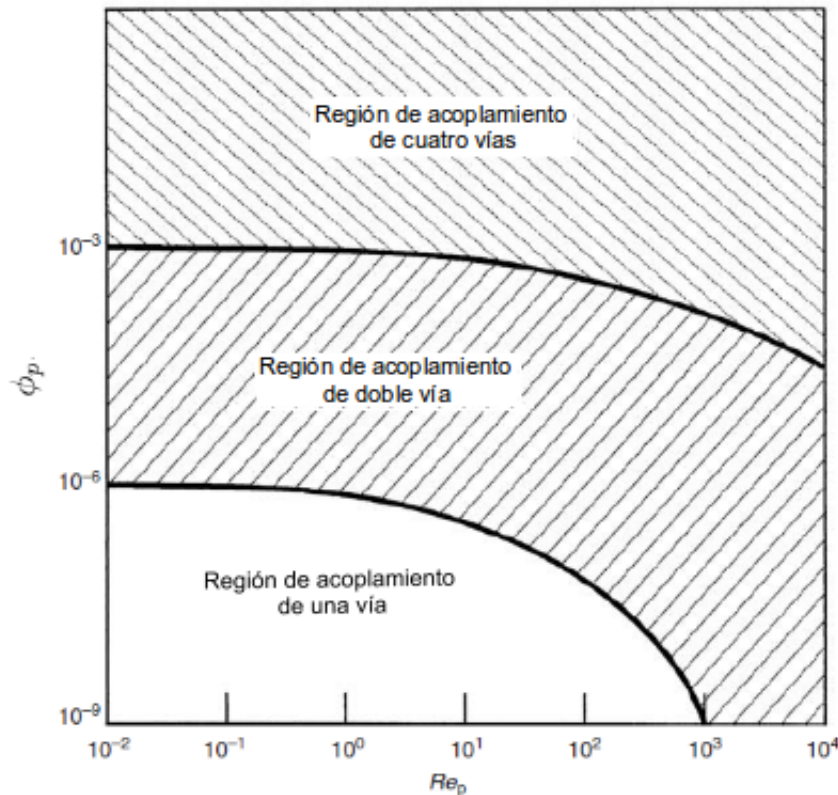


Figura 2.1: Regiones de acoplamiento recomendadas para evaluar la interacción entre la fase dispersa y la fase de transporte. Figura tomada y modificada de Crowe [21]

En la figura 2.1 se puede observar que para valores de $\phi_p < 10^{-6}$ y $Re_p < 10^3$ el acopla-

miento de las fases sugerido es el de una sola vía, esto debido a que las partículas son tan pequeñas o se encuentran tan separadas que, su efecto sobre la fase de transporte se puede despreciar. Sin embargo, a medida que Re_p comienza a aumentar, se generan estelas detrás de las partículas que comienzan a afectar el comportamiento turbulento de la fase de transporte, por lo que se hace necesario tomar en cuenta un acoplamiento doble entre las fases. Finalmente, cuando $\phi_p > 10^{-3}$ los efectos de interacción entre las partículas se hacen inevitables, por lo que un acoplamiento en cuatro vías es necesario.

Otro mapa, que se puede utilizar para conocer el tipo de acoplamiento entre las fases fue propuesto por Elghobashi [41], tal como se muestra en la figura 2.2. En dicha figura las coordenadas están representadas por el número de Stokes, el cual Elghobashi planteó como la relación entre el tiempo de relajación de la partícula y la escala temporal de Kolmogorov (τ_p/τ_k) y por la fracción volumétrica de la partícula (ϕ_p).

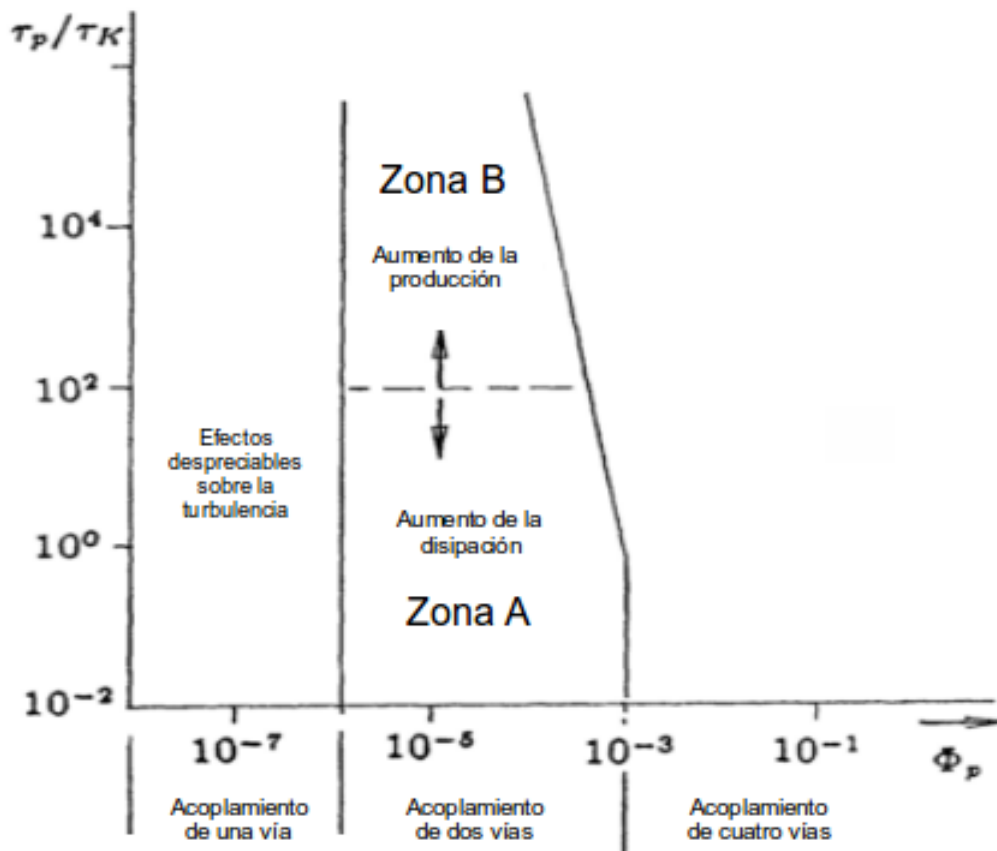


Figura 2.2: Regiones de acoplamiento recomendadas para evaluar la interacción entre la fase dispersa y la fase de transporte. Figura tomada y modificada de Elghobashi [41]

En este mapa cuando el acoplamiento de las fases se hace en dos vías, se observan dos

zonas (A y B). En la zona B ($\tau_p/\tau_k > 10$) se genera un aumento de los niveles de turbulencia. Por el contrario en la zona A ($\tau_p/\tau_k < 10$) se genera un aumento de la disipación de la energía turbulenta.

Modelación numérica de flujos cargados con partículas sólidas

Los modelos numéricos de flujos cargados con partículas se expresan generalmente como un acoplamiento de las ecuaciones de Navier-Stokes y las ecuaciones de movimiento para las partículas. La mayoría de modelos numéricos dirigidos a la simulación de flujos con fase dispersa se han desarrollado bajo dos enfoques diferentes, en relación al comportamiento de la fase dispersa dentro del flujo de transporte. El primer enfoque es el Lagrangiano y el segundo el Euleriano. En el enfoque Lagrangiano el campo de partículas es representado por las trayectorias de estas, las cuales se obtienen mediante la integración de las ecuaciones de movimiento de las partículas [24]. Sin embargo, el costo computacional de evaluar la trayectoria de cada partícula es muy alto, especialmente para flujos de aplicación en ingeniería. Una alternativa más eficiente desde el punto de vista computacional, es evaluar nubes o parcelas de partículas, en las cuales cada una de ellas tiene las mismas propiedades de las partículas físicas que se quieren representar. En el enfoque Euleriano, la fase dispersa es considerada como un continuo, teniendo por ende ecuaciones de conservación similares a las de la fase de transporte [41]. Particularmente, en este documento se utilizará el enfoque lagrangiano.

Descripción del enfoque lagrangiano

1. Enfoque Lagrangiano de punto de partícula: En este enfoque, al igual que en los anteriores, se trata a las partículas como puntos de partículas. Sin embargo, la fase dispersa no se trata como a un continuo, sino que por el contrario, se hace seguimiento a cada una de las partículas, resolviendo las ecuaciones de movimiento, masa, momento y energía para cada una de ellas. La gran ventaja de este enfoque es que no posee limitaciones de número de Stokes y, adicionalmente debido a que cada partícula es independiente en su forma y tamaño, se pueden trabajar distribuciones polidispersas de partículas [4].

La aproximación de punto de partícula es válida siempre y cuando el diámetro de las partículas (d_p) sea menor que la menor escala de turbulencia resuelta, que en el caso de Simulaciones DNS corresponde a la escala de Kolmogorov (η) y en el caso de simulaciones LES a la escala de subgrilla. Si por el contrario se requiere analizar partículas de mayor tamaño entonces, el enfoque de punto de partícula no es aplicable, y por lo tanto se hace necesario realizar simulaciones completamente resueltas. Estas últimas se caracterizan porque

todas las escalas de flujo, incluyendo aquellas que se forman en la capa límite de la superficie de las partículas son resueltas, requiriendo utilizar mallas muy refinadas para lograrlo.

Enfoque lagrangiano de punto de partícula

El tratamiento de la fase dispersa, con un enfoque de punto de partícula, tiene como condición fundamental que el tamaño de las partículas sea menor que la escala de Kolmogorov. No obstante, una condición menos restrictiva que comúnmente se usa, es que el diámetro de la partícula sea menor que el espaciamiento de la malla que se está utilizando, es decir, $d_p \ll \nabla_g$. Las ecuaciones que gobiernan el movimiento de una partícula se puede expresar a través de la segunda ley de Newton como,

$$m_p \frac{du_i^p}{dt} = \sum_{i=1}^M F_i \quad (2.31)$$

$$I_p \frac{d\omega_i^p}{dt} = \sum_{i=1}^N T_i \quad (2.32)$$

donde, m_p es la masa de la partícula, u_i^p es la velocidad lineal de la partícula, F_i son las fuerzas que actúan sobre la partícula, I_p es el momento de inercia de la partícula, ω_i^p es la velocidad angular de la partícula, T_i son los momentos angulares actuando sobre la partícula, M es el número de fuerzas que se consideran actúan sobre cada una de las partículas y N el número de tipos torques diferentes que se consideran actúan sobre cada una de ellas. Todas estas variables son calculadas mediante la interpolación de las propiedades del fluido en la posición de la partícula y la subsecuente solución de las ecuaciones 2.31 y 2.32.

El modelo inicial para cuantificar la fuerza de arrastre sobre partículas fue desarrollado por Stokes en 1851, en donde se consideró el flujo uniforme y estacionario alrededor de una esfera para un número de Reynolds bajo. Años más tarde, diversos autores desarrollaron modelos para cuantificar este tipo de fuerzas sobre partículas esféricas cayendo a través de fluidos en reposo [12][17][109]. Tradicionalmente el modelo para el movimiento de partículas se llama BBO (Basset, Boussinesq, Oseen) en honor a dichos autores, sin embargo, este modelo asume que el flujo de la fase de transporte siempre es uniforme y no toma en cuenta los efectos del número de Mach ni aplica para partículas que no sean esféricas. En efecto, Maxey y Riley [99] desarrollaron un modelo para flujos transitorios, no uniformes y con bajos números de Reynolds de partícula ($Re_p \ll 1$), el cual involucra cinco fuerzas diferentes (Fuerzas de flotación F_b , fuerzas de arrastre de Stokes F_D , gradiente de presión del flujo no perturbado F_{pu} , fuerza

de masa virtual F_{mv} y el término histórico de Basset F_{Basset}). Este modelo por lo general se utiliza como base para la cuantificación de las fuerzas que actúan sobre las partículas.

Así, las componentes de las fuerzas de la ecuación de movimiento de la partícula propuesta por Maxey y Riley [99] son:

1. Fuerzas de flotación (F_b): Este término representa la fuerza debida a los efectos de gravedad.

$$F_b = m_p g_i \quad (2.33)$$

2. Gradiente de presión del flujo no perturbado (F_{pu}), Fuerza de masa virtual (F_{mv}) e histórico de Basset (F_{Basset}): El término de gradiente de presión del flujo no perturbado representa una fuerza adicional en la dirección del gradiente de presión. La Fuerza de masa virtual representa la fuerza requerida por la partícula para acelerar o desacelerar el fluido que la rodea. El Histórico de Basset esta relacionado con la aceleración de la partícula y se origina como consecuencia del retardo que sufre el desarrollo de la capa límite sobre la partícula debido a cambios relativos de velocidad [130]. En el presente proyecto se utilizan partículas sólidas con densidades (ρ_p) mayores a la densidad de la fase del fluido o fase de transporte (ρ_f). En este sentido, en el enfoque de punto de partícula, los términos de Gradiente de presión del flujo no perturbado (F_{pu}), Fuerza de masa virtual (F_{mv}) e histórico de Basset (F_{Basset}) son despreciables en comparación a los valores que toma el término de fuerzas de arrastre de Stokes (F_D) para relaciones de densidades ($\rho_p/\rho_f > 1$) [7][52][4].

3. Fuerza de arrastre de Stokes (F_D): En la mayoría de los flujos cargados con partículas sólidas, esta fuerza domina el movimiento de las partículas, y se presenta como una consecuencia de los efectos de fricción sobre la superficie de la partícula y la diferencia de presión que se presenta entre el punto de estancamiento y el final de la partícula. Para $Re_p > 1$, se calcula como,

$$F_D = C_D \frac{\rho_f}{2} (u_f - u_p) |u_f - u_p| A_p \quad (2.34)$$

donde, u_f corresponde a la velocidad del fluido en la posición de la partícula, A_p corresponde al área proyectada de la partícula en la dirección del flujo principal y C_D corresponde al coeficiente de arrastre.

Una de las formas de calcular el valor del coeficiente de arrastre (C_D) para partículas esféricas se puede definir de acuerdo a su relación con el número de Reynolds de partícula

y los valores presentados en la curva de arrastre estándar mostrada en la figura 2.3.

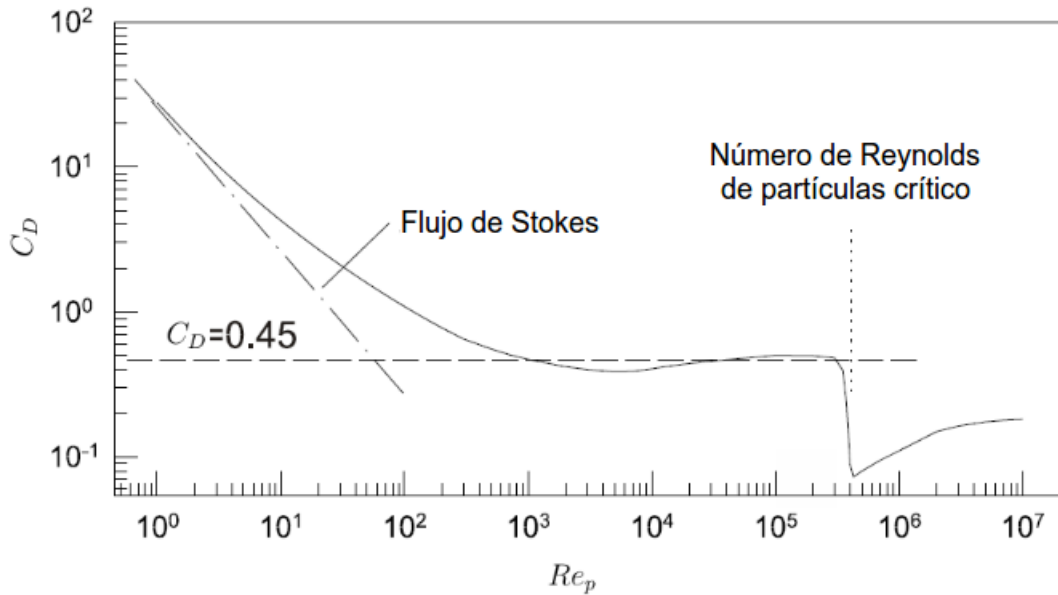


Figura 2.3: Curva de arrastre estándar para una esfera. Tomada y modificada de Crowe et al. [22]

4. Así mismo, se puede mencionar que las fuerzas de sustentación (F_L) se consideran generadas por los gradientes de velocidad en la superficie de la partícula o debido a efectos de rebote de las partículas con otras o con alguna superficie sólida. En general, se han identificado dos tipos de fuerzas de sustentación que se pueden presentar en flujos cargados con partículas: Fuerzas de Saffman y Fuerzas de Magnus. Particularmente, en esta tesis no se tomarán en cuenta ninguna de estas fuerzas. En tal sentido, la fuerza de sustentación de Magnus es importante cuando se considera un choque no ideal y rugosidad en la pared, lo cual no es el caso. Así mismo, algunos autores [150], [142], [149] mencionan que la fuerza de sustentación de Saffman no tiene un aporte significativo en comparación a las fuerzas de arrastre y, con la finalidad de tener un sistema de ecuaciones que no requiera un alto recurso computacional para su solución, recomiendan no tomarla en cuenta.

Finalmente, dadas las consideraciones mencionadas anteriormente y considerando que de acuerdo a las condiciones de movimiento de las partículas que se utilizarán, en donde no se consideran movimientos de rotación, se tiene que el movimiento de las partículas se puede

modelar bajo el enfoque lagrangiano de la siguiente manera:

$$\frac{d\vec{u}_p}{dt} = \frac{\vec{F}_D}{m_p} \quad (2.35)$$

Inyección de las partículas

Para la inyección de las partículas dentro de la fase de transporte se debe tomar en cuenta los efectos gobernantes sobre el movimiento de las partículas. En el caso del presente proyecto, en donde se considerarán flujos diluidos y moderadamente densos, tal como se mencionó anteriormente, el movimiento de las partículas se rige por los efectos de las fuerzas dinámicas que causa sobre ellas la fase de transporte. En este sentido, las partículas tienden a seguir la dirección de las líneas de corriente de la fase de transporte.

En efecto, una de las formas comúnmente utilizada para la inyección de las partículas en la fase de transporte para flujos diluidos o moderadamente densos, corresponde al uso de funciones de distribución espacial para la posición de las partículas a la entrada del campo de flujo, asumiendo que las velocidades de las mismas son iguales a la velocidad de la fase de transporte. [42][43][4]. Este enfoque fue el utilizado en el presente trabajo.

Otros métodos se basan en realizar simulaciones preliminares de flujos cargados con partículas. Así, los diferentes campos de velocidad obtenidos en estas simulaciones se utilizan como campos iniciales de las simulaciones finales, buscando con esto garantizar un comportamiento más acertado del movimiento de las partículas [113][4].

Capítulo 3

Características y validación de los modelos computacionales

3.1. Introducción

El presente capítulo contiene los aspectos más importantes de los modelos computacionales que se utilizan en este trabajo tanto para la fase de transporte como para la fase dispersa. Así, se abarca información que va desde los métodos de discretización espacial y temporal utilizados para resolver numéricamente las ecuaciones gobernantes, hasta los esquemas de interpolación y algoritmos de solución numérica.

Inicialmente se hace una breve introducción de la herramienta computacional utilizada para resolver numéricamente los modelos propuestos. Seguidamente, se muestra una explicación de los métodos numéricos utilizados para la resolución espacial y temporal de los modelos. Finalmente, se muestra la forma en la que fueron configurados los archivos en OpenFOAM para poder resolver los modelos de acuerdo con los métodos numéricos y algoritmos previamente explicados.

Todos los modelos computacionales utilizados en este trabajo, se resuelven utilizando las bibliotecas escritas en C++ de OpenFoam 2.3.1. Así, todos estos modelos contienen ecuaciones para resolver una fase de transporte, la cual se modela utilizando las ecuaciones de Navier Stokes y en algunos casos, contienen ecuaciones para modelar el comportamiento de la fase dispersa. Así, el comportamiento de la fase dispersa será modelado mediante la solución de un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias, las cuales representan la aplicación de la segunda ley de Newton para cada una de las partículas. Tal aplicación y la consecuente interacción de las partículas con la fase de transporte será calculada utilizando una adaptación en OpenFOAM

del método *Particle Source in Cell (PSIC)* propuesto por Crowe et al. [23].

3.2. Introducción a OpenFoam

Tal como se mencionó anteriormente, debido a la complejidad matemática que representan los fenómenos turbulentos, no siempre es posible obtener soluciones analíticas a los modelos matemáticos propuestos en aplicaciones de ingeniería o cualquier área de la ciencia que involucre flujo de fluidos. Por otra parte, el análisis de flujos turbulentos usando técnicas experimentales presenta generalmente niveles de complejidad y costos muy elevados, asociados generalmente a los equipos de medición. En consecuencia, el uso de técnicas de Dinámica de Fluidos Computacional (CFD) luce como una alternativa viable para el desarrollo de estudios asociados a este tipo de flujos.

En el desarrollo de simulaciones CFD es necesario utilizar o construir implementaciones computacionales que permitan aplicar los métodos numéricos necesarios para resolver las ecuaciones gobernantes de un modelo computacional particular, incluyendo aquellos casos en donde se deben tomar en cuenta los efectos turbulentos del flujo. Hoy en día, la mayoría de los recursos computacionales asociados a CFD usados por las industrias y universidades, son recursos computacionales de índole comercial y multi-propósito, o en algunos casos, códigos *in house* desarrollados para aplicaciones específicas, tal como lo manifiesta Silva y Lage [128]. Por tal motivo, la idea de desarrollar nuevos métodos o estrategias de solución a los modelos computacionales comúnmente planteados en la industria e investigación, mediante la manipulación de los códigos fuentes de tales paquetes de CFD, no es una tarea fácil, por no decir que imposible.

Al respecto, una buena alternativa que permite lidiar con tal inconveniente es OpenFOAM (OF). OpenFOAM (Field Operation and Manipulation) es un paquete computacional compuesto por librerías escritas en C++ de naturaleza libre. OpenFOAM utiliza clases y *templates* para manipular y operar campos escalares, vectoriales y tensoriales Weller et al. [143], proveyendo así, un ambiente de código abierto que puede ser modificado por los usuarios con la finalidad de resolver modelos computacionales para diferentes aplicaciones, principalmente enfocadas pero no restringidas a mecánica de fluidos bajo consideraciones de medio continuo. Estas características hacen de Openfoam un software robusto y eficiente, con múltiples ventajas respecto a otros software de CFD.

3.3. Algoritmos usados en OpenFOAM para el acoplamiento de la presión con las ecuaciones de Navier-Stokes para flujos incompresibles

OpenFOAM 2.3.1 tiene prescritos diferentes tipos de solucionadores para cada fenómeno físico en particular, incluyendo, flujos incompresibles, compresibles, fenómenos de transferencias de calor, de flotación, de cambio de fase, flujo con partículas sólidas, entre muchos otros. Cada uno de estos solucionadores están compuestos por una serie de algoritmos que permiten realizar el acople de las ecuaciones diferenciales constitutivas del solucionador.

Para flujos incompresibles, como los analizados en este trabajo, se pueden resaltar los siguientes algoritmos, los cuales consecuentemente están relacionados con diferentes solucionadores dentro de OpenFOAM:

- SIMPLE: El algoritmo SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*) permite acoplar las ecuaciones de Navier-Stokes mediante un proceso iterativo tal como se describe a continuación:
 1. Prescribir las condiciones de frontera.
 2. Resolver la ecuación de momento discretizada y calcular un campo de velocidad intermedio.
 3. Calcular los flujos máxicos en la cara de las celdas.
 4. Resolver la ecuación de presión y aplicar factores de sub relajación.
 5. Corregir los flujos máxicos en las caras de las celdas.
 6. Corregir las velocidades con base en el nuevo campo de presión calculado.
 7. Actualizar las condiciones de frontera.
 8. Repetir el procedimiento hasta conseguir convergencia de la solución.

Los pasos 4 y 5 se pueden repetir un número prescrito de veces para corregir la presencia de no ortogonalidad.

En OpenFOAM 2.3.1, uno de los solucionadores utilizados para resolver flujos incompresibles turbulentos en estado estacionario que utiliza este algoritmo es el solucionador *SimpleFoam*.

- PISO: El algoritmo PISO (*Pressure Implicit with Splitting of Operators*) es un método eficiente que ayuda a resolver las ecuaciones de Navier Stokes para problemas transitorios. Las principales diferencias con el algoritmo SIMPLE son las siguientes:

- No se aplican factores de sub relajación
- El paso corrector de momento es aplicado más de una vez.

En este sentido, el algoritmo PISO se puede resumir de la siguiente manera:

1. Prescribir las condiciones de frontera.
2. Resolver la ecuación discretizada de momento para calcular un campo de velocidad intermedio.
3. Calcular los flujos máxicos en las caras de las celdas.
4. Resolver la ecuación de presión.
5. Corregir los flujos máxicos en las caras de las celdas.
6. Corregir las velocidades en función del nuevo campo de presión calculado.
7. Actualizar las condiciones de frontera.
8. Repetir desde el paso 3 el número de veces prescrito.
9. Adelantar el paso de tiempo y comenzar desde el paso 1.

Tal como se puede hacer con el algoritmo SIMPLE, los pasos 4 y 5 se pueden repetir un número prescrito de veces para corregir la "no ortogonalidad" de la solución.

En OpenFOAM 2.3.1, uno de los solucionadores utilizados para resolver flujos incompresibles turbulentos en estado estacionario que utiliza este algoritmo es el solucionador *PisoFoam*.

- PIMPLE: El algoritmo PIMPLE, es una combinación del algoritmo PISO con el algoritmo SIMPLE. Es utilizado para acoplar los campos de velocidad y presión en la solución numérica de las ecuaciones de Navier Stokes para problemas transitorios. Básicamente, para entender el algoritmo PIMPLE es recomendable imaginar que el mismo está compuesto por la aplicación del algoritmo SIMPLE en cada paso de tiempo, en donde los correctores externos definidos en el algoritmo PIMPLE corresponden al número de iteraciones a realizar por el algoritmo SIMPLE en cada paso de tiempo. Una vez que se ha alcanzado convergencia usando el algoritmo SIMPLE en un paso de tiempo determinado, se avanza temporalmente la solución, volviendo a repetir el proceso.

En OpenFOAM 2.3.1, uno de los solucionadores utilizados para resolver flujos incompresibles turbulentos en estado estacionario que utiliza este algoritmo es el solucionador *PimpleFoam*.

3.4. Esquemas numéricos utilizados en OpenFOAM 2.3.1

OpenFOAM tiene por defecto una gran cantidad de posibilidades para resolver numéricamente los diferentes términos discretizados en volúmenes finitos de las ecuaciones de Navier Stokes. A continuación, se presenta una lista y breve explicación de cada uno de los esquemas disponibles para cada término a resolver.

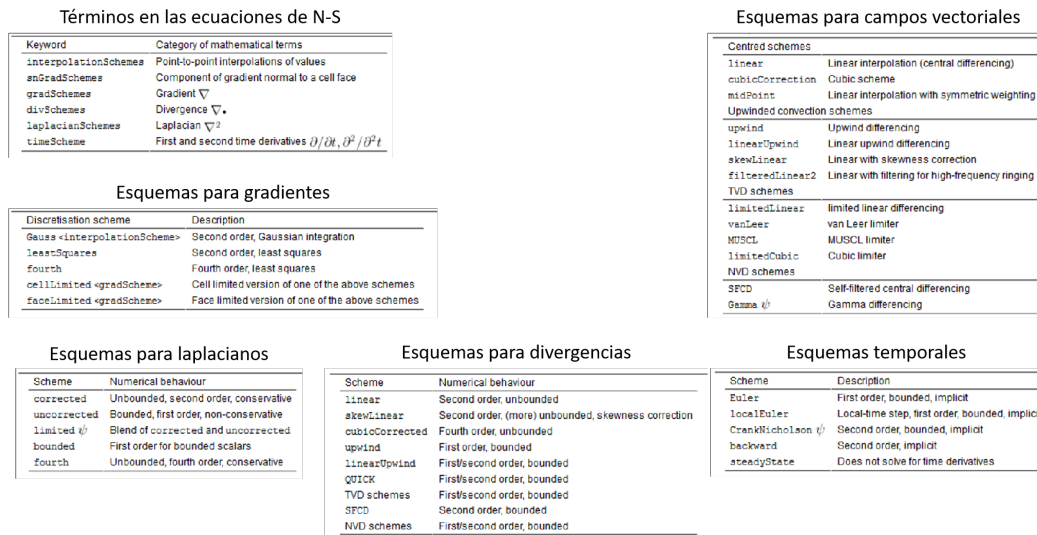


Figura 3.1: Esquema numéricos utilizados en OpenFOAM 2.3.1. Modificada del manual de usuario de OpenFOAM

3.5. Geometrías utilizadas en este trabajo

Para el presente trabajo se utilizaron tres geometrías bases. La primera corresponde a un canal liso tridimensional, la segunda corresponde a una variación del primero en el cual se han incorporado perturbaciones geométricas en forma de barras cuadradas ubicadas de forma periódica en la pared inferior del canal y la tercera corresponde a un caso similar a la segunda geometría pero con perturbaciones geométricas dispuestas en sentido contrario en forma de cavidades. Una descripción gráfica de las geometrías se muestra en las figuras 3.2, reffig:3.3 Y 3.5. Para efectos de este documento, se tomará la dirección "x" como la dirección *streamwise*, la dirección "y" como *wall normal* y la dirección "z" como *spanwise*.

Para los casos con perturbaciones geométricas se analizarán dos casos diferentes. Inicialmente, se realizarán simulaciones con todas las perturbaciones estáticas, posteriormente se inducirá un movimiento oscilatorio a la perturbación central, de acuerdo con la siguiente expresión propuesta por Quadrio y Ricco [118]: $w_m = W_m \sin(\omega t)$. En donde, w_m es la velocidad

de la perturbación en la dirección "spanwise", W_m es la amplitud de la oscilación y ω es la frecuencia de oscilación.

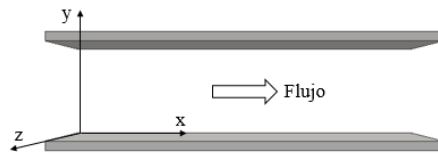


Figura 3.2: Esquema del canal liso utilizado en las simulaciones

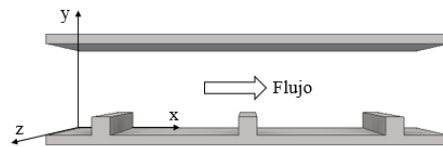


Figura 3.3: Esquema del canal con perturbaciones salientes utilizado en las simulaciones

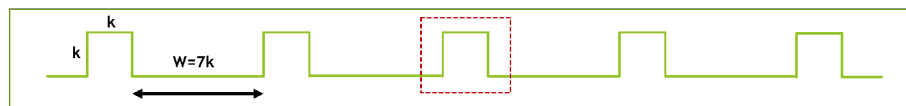


Figura 3.4: Detalle de perturbaciones positivas. Perturbación rodeada con línea punteada es la perturbación oscilante en los casos que corresponda

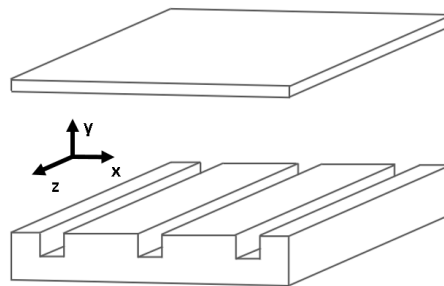


Figura 3.5: Esquema del canal con perturbaciones tipo cavidad utilizado en las simulaciones

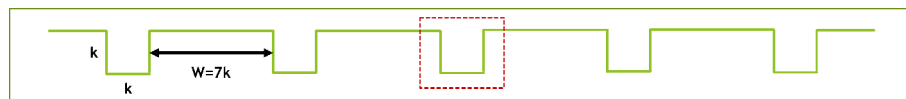


Figura 3.6: Detalle de perturbaciones negativas. Perturbación rodeada con línea punteada es la perturbación oscilante en los casos que corresponda

En el cuadro 3.1 se observan a detalle las condiciones de frontera utilizadas en cada una de las simulaciones computacionales desarrolladas en este trabajo.

Cuadro 3.1: Condiciones de frontera utilizadas para las simulaciones en cada una de las geometrías base

Variable	\mathbf{U}	\mathbf{p}	μ_T	\mathbf{k}
Entrada	Cíclica	Cíclica	Cíclica	Cíclica
Salida	Cíclica	Cíclica	Cíclica	Cíclica
Pared superior	Dritchlet $\mathbf{U}=(0,0,0)$	Neuman $\frac{\partial p}{\partial \vec{n}} = 0$	Neuman $\frac{\partial \mu_T}{\partial \vec{n}} = 0$	Dritchlet $\mathbf{k} = 0$
Pared inferior	Dritchlet $\mathbf{U}=(0,0,0)$	Neuman $\frac{\partial p}{\partial \vec{n}} = 0$	Neuman $\frac{\partial \mu_T}{\partial \vec{n}} = 0$	Dritchlet $\mathbf{k}=0$
Laterales	Cíclica	Cíclica	Cíclica	Cíclica

3.6. Solución numérica de la fase de transporte

3.6.1. Modelo computacional

El modelo matemático a utilizar para resolver la fase de transporte se explicó en el capítulo 2. En esta sección se hace énfasis en los métodos numéricos utilizados para resolver numéricamente los modelos computacionales propuestos en este trabajo.

En el cuadro 3.2 se presenta un resumen de los parámetros característicos usados para cada una de las simulaciones.

Cuadro 3.2: Parámetros característicos de las simulaciones

Dimensión	Canal liso	Canal con perturbaciones
Longitud vertical	h	h
Longitud horizontal	L	L
Velocidad	U_b	U_b
Tiempo	$2h/U_b$	$2h/U_b$
Altura perturbación	h	h
Ancho perturbación	k	k
Separación entre perturbaciones	w	w

Cuadro 3.3: Esquemas numéricos utilizados en las simulaciones

Término	Identificación OpenFOAM	Descripción
Gradientes (U, P)	fourth	Cuarto orden, mínimos cuadrados
Divergencia (U)	Gauss Cubic	Tercer orden, teorema de Gauss
Laplacianos (U, P)	Gauss Cubic Corrected	Tercer orden, conservativo
Interpolación (U)	Cubic	Esquema cúbico de interpolación

3.6.2. Discretización espacial

Como se describió con anterioridad, los solucionadores programados en OpenFOAM utilizan el método de los volúmenes finitos como esquema de solución numérica a las ecuaciones de Navier Stokes. En este sentido, para cada una de las simulaciones desarrolladas en este trabajo se prescribieron parámetros de mallado que permitieron obtener mallas estructuradas no uniformes.

El algoritmo de acoplamiento entre el campo de velocidad y de presión de las ecuaciones de Navier Stokes utilizado es una combinación del algoritmo PISO y el algoritmo SIMPLE. Al respecto, es importante mencionar que todos los campos de flujo calculados con estos algoritmos se encuentran calculados en el centro geométrico de cada una de las celdas de la malla generada. Por consiguiente, para calcular los valores de tales campos en las caras de las celdas, es necesario utilizar esquemas numéricos ya prescritos dentro de OpenFOAM.

OpenFOAM brinda la posibilidad de utilizar diversos esquemas numéricos tanto para calcular los valores en la cara de las celdas como para resolver numéricamente cada uno de los términos constitutivos de las ecuaciones involucradas en la simulación. En particular los esquemas utilizados en este trabajo se pueden resumir en el cuadro 3.3, los cuales, de acuerdo con las posibilidades que brinda OpenFOAM, representan esquemas de interpolación de alto orden.

Un set de mallas estructuradas fueron empleadas en esta investigación. En cuanto a su discretización, un enmallado no uniforme fue considerado en la dirección perpendicular a las paredes superior e inferior y un enmallado uniforme fue desarrollado en las direcciones en donde considera que el comportamiento del flujo es homogéneo. La función de estrechamiento utilizada en las direcciones no uniformes viene dada por una relación de aspecto entre el tamaño de la primera celda del bloque a mallar y el tamaño de la última celda del mismo bloque en una dirección determinada.

3.7. Adaptación de las ecuaciones gobernantes al modelo computacional propuesto

Para el desarrollo de las simulaciones que involucran el uso de las geometrías mostradas en las figuras 3.2, 3.3 y 3.5, se utilizaron condiciones cíclicas en las dirección x y z , lo cual permite emular un canal infinito en ambas direcciones. A su vez, se utilizan condiciones de impermeabilidad y no deslizamiento para el resto de las fronteras.

Al utilizar condiciones cíclicas en la entrada y salida de la dirección principal de flujo, es necesario prescribir y calcular un término fuente de momento adicional (Π), el cual debe ser agregado de forma explícita a las ecuaciones de momento de la fase de transporte. Con esto se garantiza que el flujo se mantenga en movimiento con un valor de flujo másico constante. Así, al agregar el término fuente de momento mencionado anteriormente las ecuaciones gobernantes se pueden expresar de la siguiente manera:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i)(\bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}^R}{\partial x_j} + \Pi_i \delta_{ij} \quad (3.2)$$

Para simulaciones tipo LES, el término Π al igual que el gradiente de la parte esférica del tensor de esfuerzos residuales τ_{ij}^R se pueden unir tal como se muestra en la ecuación 3.3. Particularmente la forma en como la parte esférica del tensor de esfuerzos residuales es absorbida por el campo de gradiente de presión, es mostrada en el capítulo 2.

$$\frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \rho \frac{\partial k_R}{\partial x_i} + \Pi_i \delta_{ij} \quad (3.3)$$

No obstante, debido a la naturaleza de las condiciones de frontera prescritas en la dirección principal del flujo, el valor de $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}$ en la dirección *streamwise* tiende a cero, y de acuerdo con Lar Kermani et al. [75], el término $\frac{2}{3} \rho \frac{\partial k_R}{\partial x_i}$ tiene un aporte insignificante, por lo que se puede decir que el término Π es el único término que tiene un aporte significativo dentro del término $\frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i}$. Para efectos de análisis y dado el origen físico de este término, este es considerado como un equivalente de la cantidad de energía que se requiere para mover un flujo másico determinado en cada simulación.

Para configurar y calcular el término presentado en la ecuación 3.3 en OpenFOAM es necesario utilizar la funcionalidad *fvOptions* de OpenFOAM, tal como se explica a continuación.

3.7.1. Funcionalidad *fvOptions* en OpenFOAM

fvOptions es una funcionalidad prescrita en OpenFOAM que permite a los usuarios agregar términos adicionales a las ecuaciones de momento y energía, según sea el caso, para ajustar el modelo computacional a los requerimientos específicos de la aplicación o fenómeno estudiado sin necesidad de modificar el código fuente.

Para la versión OpenFOAM 2.3.1, existen las siguientes opciones de esta funcionalidad:

- Fuentes generales
 - Codificadas
 - Fuentes semi implícitas
 - Fuentes de gradiente de presión explícitas
- Fuentes de transferencia de calor
- Fuentes de flotación
- Fuentes porosas
- Fuentes de aceleración
- Fuentes de cambio de fase
- Fuentes de amortiguamiento acústica.
- Otras

Particularmente, en el presente trabajo se utiliza la funcionalidad *fvOptions* – > Gradiente de presión explícita (pressure Gradient Explicit Source). Para su uso en OpenFOAM es necesario configurar el archivo *fvOptions* de la siguiente manera:

1. El archivo *fvOptions* se encuentra dentro de la carpeta *system* del caso que se está evaluando.
2. El archivo de configuración de la funcionalidad se muestra en la figura 3.7

En donde, *fieldNames* corresponde al nombre del campo de velocidad que se quiere modificar, *Ubar* es la velocidad promedio o de bloque que se desea obtener en la simulación y *selectionMode* corresponde a la zona del dominio computacional en donde se va a aplicar este término adicional de presión.

difusivo debido a efectos moleculares y efectos turbulentos; finalmente aparece el término (V) que corresponde a la suma del gradiente de presión original de las ecuaciones de Navier Stokes filtradas, la parte esférica del tensor de esfuerzos residuales y al término adicional de gradiente de presión definido en *fvOptions*, siendo en nuestro caso el término fuente II.

```

1 tmp<fvVectorMatrix> UEqn
2 (
3     fvm::ddt(U)           (I)
4     + fvm::div(phi, U)    (II)
5     + MRF.DDt(U)         (III)
6     + turbulence->divDevReff(U) (IV)
7     ==
8     fvOptions(U)         (V)
9 );

```

Figura 3.8: Extracto del archivo UEqn.H. Tomada de Holzmann [53]

3.8. Solución numérica de la fase dispersa

La fase dispersa o partículas sólidas se resuelven con un enfoque lagrangiano en el cual se sigue computacionalmente la evolución y trayectoria de diversas partículas computacionales. En el presente trabajo se utiliza un enfoque de punto de partícula, tal como se explicó en el capítulo anterior. Debido a que se trabaja con fracciones volumétricas con ordenes de magnitud mayores a 10^{-6} y menores a 10^{-3} , se utiliza un acoplamiento doble entre la fase continua y la fase dispersa, haciéndose el intercambio de momento hacia la fase continua, mediante la adición de un término fuente (Su^p) en las ecuaciones de conservación de cantidad de movimiento.

Para el cálculo en OpenFOAM del término fuente Su^p se utiliza un enfoque semi implícito tal como el que se describe a continuación, en donde dada la nomenclatura utilizada dentro de OpenFOAM, el término Su^p se denomina internamente dentro del código como *UTrans*.

Tal como se mencionó en el capítulo 2, son diversas las fuerzas que actúan sobre las partículas. No obstante, tal como se explicó anteriormente, en el presente trabajo de investigación solo se utilizará la fuerza de arrastre como fuerza que actúa sobre las partículas. Así, de acuerdo con lo planteado por Crowe [21], el modelo de fuerza de arrastre utilizado se expresa de la siguiente manera :

$$F_D = 0,75 \frac{\rho_f}{\rho_p} m_p \frac{C_D}{d_p} (u_f - u_p) |u_f - u_p| \quad (3.5)$$

El coeficiente de arrastre viene dado por,

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} (1 + 0,15Re_p^{0,687}) & Re_p \leq 1000 \\ 0,424 & Re_p > 1000 \end{cases}$$

Este modelo plantea la fuerza de arrastre como función de términos implícitos. Esto, debido a que su cálculo depende de los valores de velocidad de la fase de transporte interpolados a partir de los valores de la velocidad del flujo de las celdas en donde se encuentran las partículas. Es decir, mediante la solución de la segunda ley de Newton para cada partícula se realiza el cálculo de la nueva velocidad y posición. De esta manera y de acuerdo con la nomenclatura utilizada en las librerías de OpenFOAM, el procedimiento de cálculo del término fuente (Su^p) que representa el doble acoplamiento entre la fase de transporte y las partículas, es el siguiente,

1. La solución de la fuerza de arrastre genera el término β^* en kg/s.
2. Se calcula el término abp . El cual viene dado por:

$$abp = \frac{1}{m_p} \frac{1}{2} (\beta^* u_p) \quad (3.6)$$

3. Se calcula el término bp ,

$$bp = \frac{1}{m_p} \beta^* \quad (3.7)$$

4. Se calcula la nueva velocidad de cada partícula,

$$u_{new} = \frac{u_{old} + abp\Delta t}{1 + bp\Delta t} \quad (3.8)$$

5. Se calcula la velocidad de residencia promedio para cada partícula,

$$u_{res.avg} = \frac{1}{2} (u_{old} + u_{new}) \quad (3.9)$$

6. Se calcula el término U_{trans} ,

$$U_{trans} = \Delta t (\beta^* (u_{res.avg} - u_f|_p)) \quad (3.10)$$

7. Se calcula el término U_{trans} correspondiente a todas las partículas de la parcela de partículas. El término U_{trans} es el mismo término Su^p .

$$U_{trans.all} = U_{trans} * N_{p.parcel} \quad (3.11)$$

Finalmente, debido al tipo de condiciones de frontera utilizadas en este trabajo de investigación (i.e. condiciones cíclicas en la dirección principal del flujo y paredes lisas), se consideró conveniente usar una interacción completamente elástica del proceso de colisión entre las partículas y las paredes del canal. De esta manera se logra evitar que existan pérdidas de energía cinética en las partículas y por ende una deposición artificial de estas hacia regiones cercanas a las paredes.

3.9. Validación del modelo computacional para la fase de transporte - Caso de estudio: Flujo través de un canal liso

En la presente sección se muestran resultados de perfiles de velocidad promedio, perfiles de fluctuaciones de velocidad y coeficientes de correlación obtenidos mediante el modelo computacional propuesto en esta investigación para la fase de transporte. Los resultados obtenidos con el modelo computacional propuesto son comparados contra resultados DNS propuestos en la literatura por otros autores [77], [64]. Para conocer la capacidad predictiva del modelo computacional, se realizaron simulaciones con cuatro números de Reynolds de fricción diferentes. De acuerdo con los resultados obtenidos, se concluye que el modelo computacional propuesto para resolver la fase de transporte es capaz de reproducir las características turbulentas del flujo y por ende ser utilizado como herramienta de predicción numérica.

Las ecuaciones gobernantes utilizadas en el modelo computacional son mencionadas y explicadas en la sección 3.7. Así mismo, se usaron los modelos de sub grilla Dinamico de Smagorinsky (DS) [47] y de Estructuras Coherentes (CS) [66] para representar los efectos turbulentos del flujo. La geometría, así como las condiciones de frontera del modelo fueron

explicadas en la sección 3.6.

Así mismo, en el cuadro 3.4 se muestran los esquemas numéricos utilizados para resolver cada uno de los términos de las ecuaciones de Navier Stokes para cada una de las simulaciones realizadas.

Término	$Re_\tau=180$ y 550	$Re_\tau=365$ y 950	Precisión de los esquemas
Derivada temporal	Crank Nicholson	Crank Nicholson	Crank Nicholson = Segundo orden
Gradiente	fourth	Gauss linear	Gauss linear = Segundo orden
Divergencia	Gauss cubic	Gauss linear	Gauss linear corrected and corrected= Segundo orden
Laplaciano	Gauss cubic corrected	Gauss linear corrected	Fourth = Cuarto orden
Gradiente normal a la pared	fourth	corrected	Gauss Cubic = Tercer orden

Cuadro 3.4: Esquemas numéricos usados en cada una de las simulaciones numéricas tanto para el modelo DS como para el modelo CS.

Las mallas computacionales usadas para cada caso son mostradas en el cuadro 3.5. La resolución de la malla fue definida de tal manera que, en cada simulación se obtuvieran valores relativamente bajos de y^+ en regiones cercanas a la pared, tal como se muestra en el cuadro 3.6. Debido a la naturaleza cíclica de las condiciones de frontera en las direcciones *streamwise* y *spanwise* no se realizó proceso de refinamiento en tales direcciones.

Caso	N_x	N_y	N_z
CS $Re_\tau = 180$	80	200	80
DS $Re_\tau = 180$	80	200	80
CS $Re_\tau = 365$	100	260	60
DS $Re_\tau = 365$	100	260	60
CS $Re_\tau = 550$	100	280	70
DS $Re_\tau = 550$	100	280	70
CS $Re_\tau = 950$	110	320	80
DS $Re_\tau = 950$	110	320	80

Cuadro 3.5: Número de celdas para cada malla computacional utilizada

Caso	Δy_{min}^+	Δy_{max}^+	Δx^+	Δz^+
CS $Re_\tau = 180$	0.44	4.64	17	6.68
DS $Re_\tau = 180$	0.42	4.47	17.5	6.88
CS $Re_\tau = 365$	0.68	3.4	29.2	19.12
DS $Re_\tau = 365$	0.7	3.42	29.2	19.12
CS $Re_\tau = 550$	0.9	9.51	41.2	23.11
DS $Re_\tau = 550$	0.9	9.51	41.2	23.11
CS $Re_\tau = 950$	1.43	15.11	68.36	36.91
DS $Re_\tau = 950$	1.46	15.43	69.82	37.7

Cuadro 3.6: Resolución en unidades de pared de las mallas utilizadas para la validación de el modelo computacional de la fase de transporte en un canal liso

Con la finalidad de evaluar la resolución espacial usada en este estudio, se muestra en el cuadro 3.7 valores de resoluciones espaciales utilizados en otros estudios LES y DNS para flujos similares al presentado en esta sección.

Caso	$\Delta y+_{min}$	$\Delta y+_{max}$	$\Delta x+$	$\Delta z+$
LES de [70]	0.47	15	15	7.5
LES de [137]	0.88	51.84	31.4	15.7
LES de [49]	0.98		37	14.7
LES de [125]	<1	14.2	25.3	10.8
DNS de [64]	0.05	4.4	12	7
DNS de [106] at $Re_\tau = 395$ and $Re_\tau = 590$	≤ 0.04	≤ 7.2	≤ 10	≤ 6.5
DNS de [28] at $Re_\tau = 950$	0.03	7.6	7.6	3.8
DNS de [55]	≤ 0.12	≤ 9.42	16.88	8.44

Cuadro 3.7: Resolución de la malla usada por otros autores en otros estudios. Los estudios LES corresponden a un $Re_\tau = 150$ definido con u_τ y δ

Se puede observar que en la región cercana a la pared, los valores de Δy^+ usado en las simulaciones presentadas en esta sección son similares a los usados en los estudios LES mostrados en el cuadro B.5. En la parte central del canal los valores de Δy^+ usados en las simulaciones presentadas en esta sección son mucho menores que los mostrados en el cuadro 3.7 para casi todos los casos. Esto implica una mayor cantidad de escalas resueltas de forma explícita en las simulaciones presentadas en esta sección en comparación con los estudios citados en el cuadro 3.7, particularmente para el menor número de Reynolds.

3.9.1. Experimentos numéricos y predicción del comportamiento del modelo computacional

Tal como se mencionó anteriormente, se configuraron casos con cuatro números de Reynolds de fricción diferentes (180, 395, 550 y 950) para ambos modelos SGS. Los resultados obtenidos fueron comparados contra resultados LES y DNS presentados por otros autores [77] [148] [29].

Todos los perfiles mostrados en este estudio fueron normalizados con la velocidad de fricción ($u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$) y la viscosidad cinemática ν , en donde τ_w es el esfuerzo cortante en la pared y ρ es la densidad del fluido. Todas las simulaciones iniciaron desde un campo de velocidad laminar con *streaks* superpuestos, tal como lo propone De Villiers [26], quien creó una prescripción numérica en código abierto para un campo de velocidad que rápidamente se convierte en un campo de velocidad turbulento. Luego de que un tiempo lo suficientemente largo ha transcurrido y se ha alcanzado un comportamiento estadístico cuasi estable del flujo, se iniciaron los procesos de promediado estadístico de los campos de velocidad, prolongándose por lo menos 30 tiempos característicos (L_x/U_b).

Re_τ	CS	DS	DNS
$Re_\tau = 180$	175	171.65	182.088
$Re_\tau = 395$	365	365	392.24
$Re_\tau = 550$	515	515	550
$Re_\tau = 950$	940	960	944

Cuadro 3.8: Valores de Re_τ para cada simulación LES realizada y de los datos DNS utilizados para la comparación

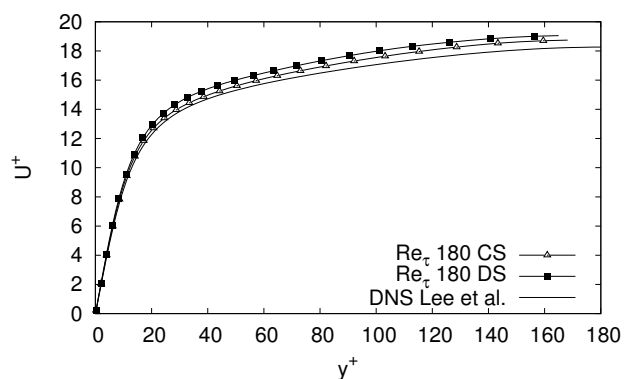
Perfiles de velocidad promedio

Los perfiles de velocidad promedio obtenidos para ambos modelos SGS fueron comparados contra resultados DNS de otros autores para cada número de Reynolds de fricción. En la figura 3.9, los perfiles de velocidad presentados en este gráfico, así como los presentados en la figura 3.10, claramente indican que los modelos computacionales utilizados en esta investigación (Usando tanto el modelo CS como el DS) fueron capaces de capturar las características más importantes de los perfiles de velocidad, sin importar si los perfiles son normalizados en unidades internas (Figura 3.9) o en unidades externas (Figura 3.10). Así mismo, también se observa un buen comportamiento de los perfiles cuando se analiza solo la región viscosa (Figura 3.12).

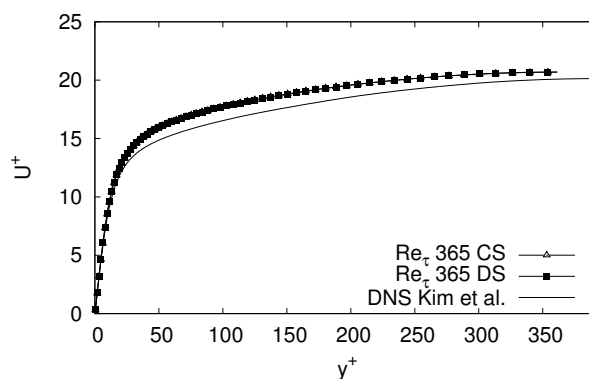
En general, se observa en las figuras 3.9 y 3.10, que hay pequeñas desviaciones de los valores predichos por el modelo computacional en regiones cercanas al centro del canal en comparación con los resultados DNS. Tales desviaciones se corresponden con una sobre predicción de la velocidad para ambos modelos SGS, sin importar si se utilizaron unidades externas o internas para escalar los perfiles. Este fenómeno es también observado por Kobayashi [67], quien resaltó que las simulaciones LES con modelos SGS generan mayor disipación numérica, lo cual reduce la intensidad turbulenta en la capa externa e incrementa la velocidad promedio en comparación con resultados DNS. Este efecto es aún más evidente para los números de Reynolds más altos empleados en este trabajo. Sin embargo, el hecho de que las desviaciones más altas se hayan obtenido para el caso con mayor número de Reynolds, también puede ser atribuido a que particularmente para este caso, se utilizó la malla con menor resolución espacial (Ver cuadro 3.6).

Comportamiento de las fluctuaciones de velocidad

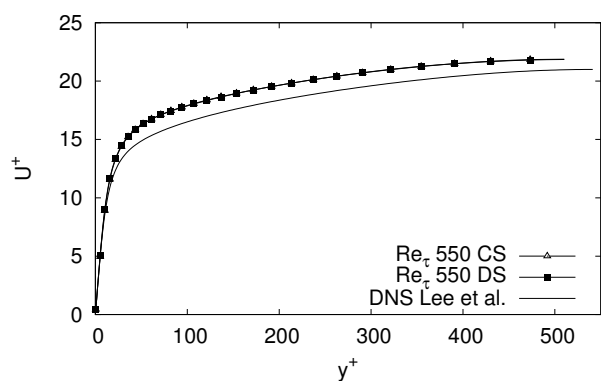
Con la finalidad de observar como se resolvieron las fluctuaciones de velocidad en cada dirección, los valores de raíz cuadrada del promedio (r.m.s) de las fluctuaciones de velocidad son calculadas como $rms_u^+ = \sqrt{\langle u'u' \rangle} / u_\tau$ y mostradas en las figuras 3.13, 3.14 y 3.15. Los valores de r.m.s se han producido sobre una línea en la dirección normal a la pared en el centro



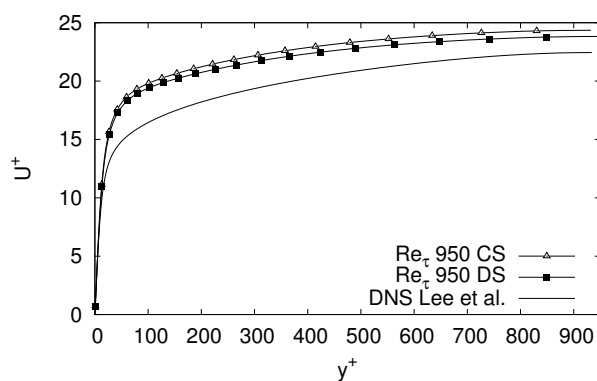
(a) $Re_\tau = 180$



(b) $Re_\tau = 395$

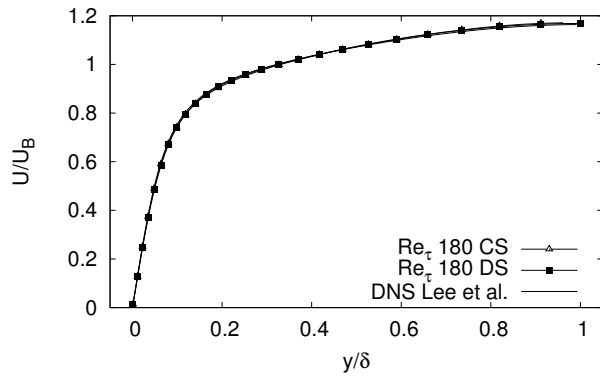


(c) $Re_\tau = 550$

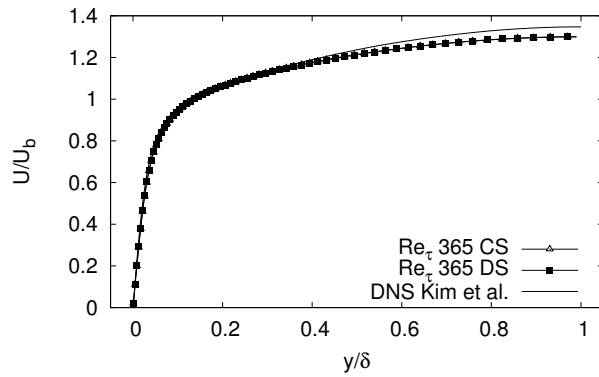


(d) $Re_\tau = 950$

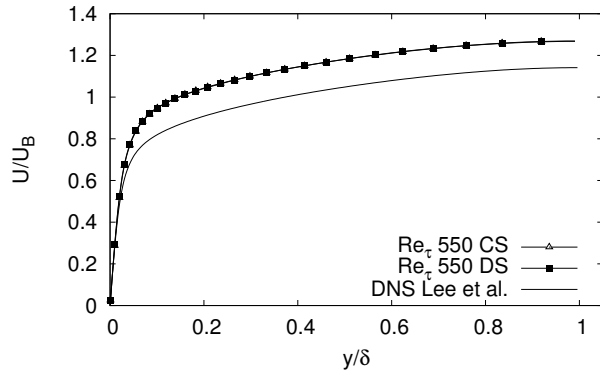
Figura 3.9: Perfiles de velocidad promedio normalizados con u_τ . Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.



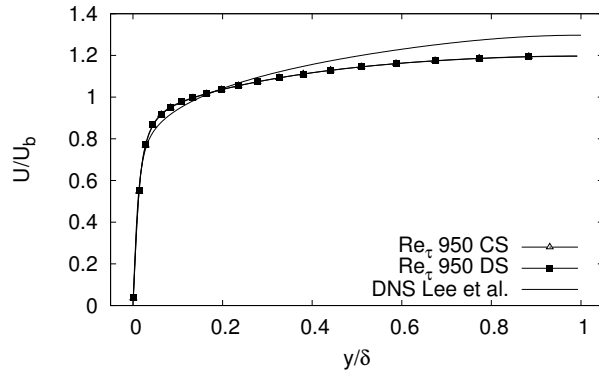
(a) $Re_\tau = 180$



(b) $Re_\tau = 395$

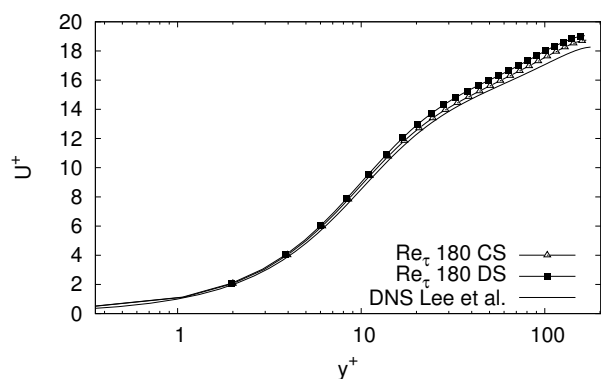


(c) $Re_\tau = 550$

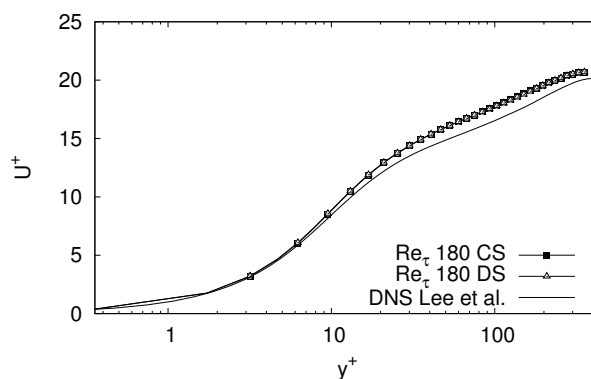


(d) $Re_\tau = 950$

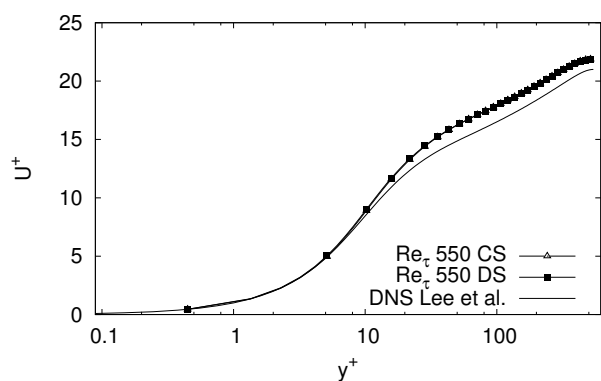
Figura 3.10: Perfiles de velocidad promedio normalizados con U_b . Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.



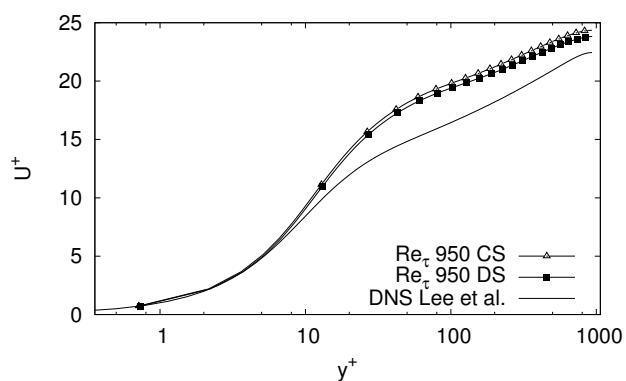
(a) $Re_\tau = 180$



(b) $Re_\tau = 395$



(c) $Re_\tau = 550$



(d) $Re_\tau = 950$

Figura 3.11: Perfiles de velocidad promedio normalizados con u_τ con escala semi logarítmica. Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.

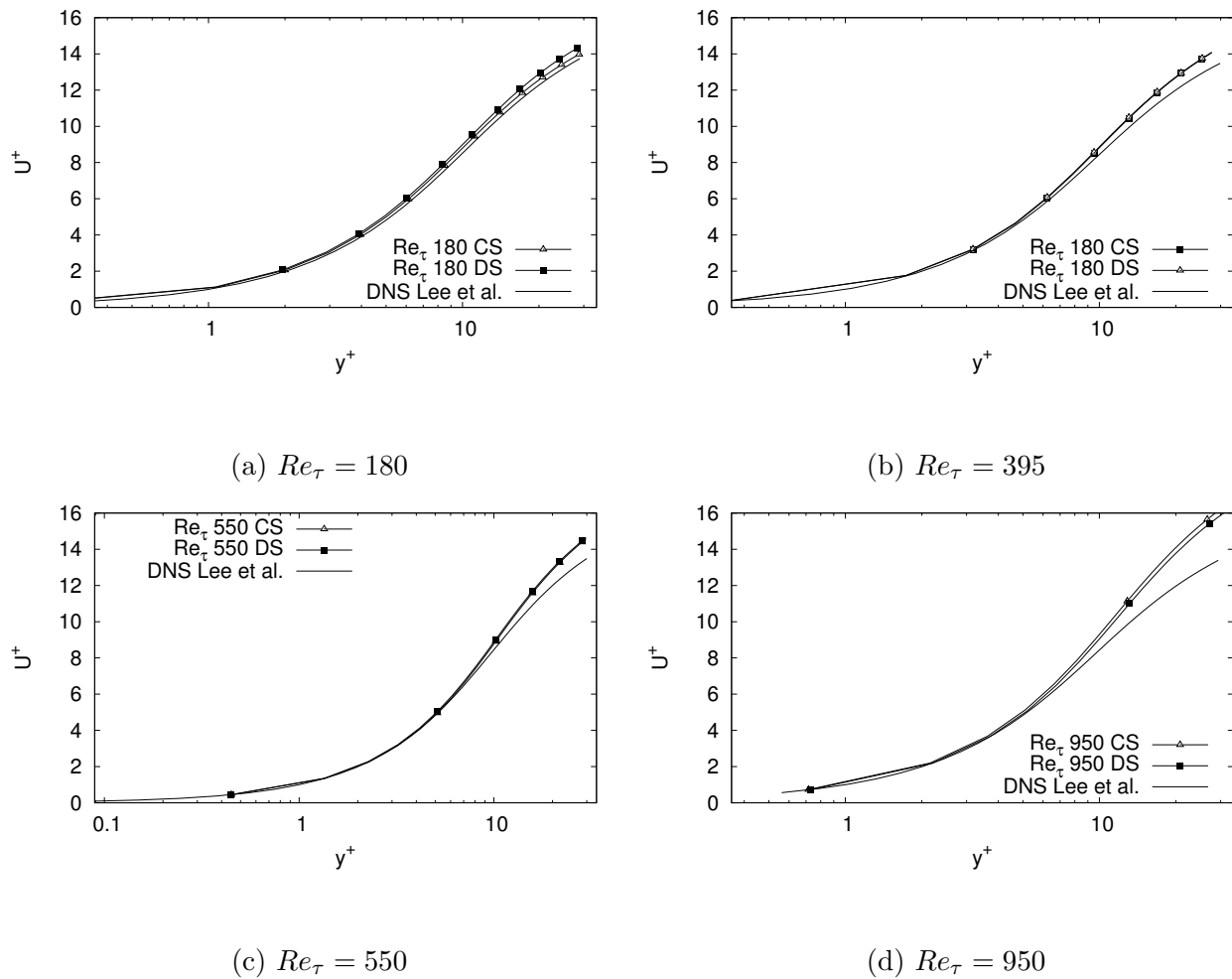


Figura 3.12: Perfiles de velocidad promedio normalizados con u_τ y escala semi logarítmica - Región Viscosa. Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.

del canal.

Un aspecto importante a ser resaltado, es que ambos modelos SGS fueron capaces de predecir y mostrar la falta de universalidad en el escalamiento con unidades internas de los perfiles de fluctuaciones de velocidad para diferentes números de Reynolds, tal como es señalado por Hoyas y Jiménez [54] y confirmado por Bernardini et al. [13], quienes afirmaron que las unidades de pared no son los parámetros de escalamiento adecuados para todas las regiones del canal. También se puede notar que las tendencias observadas para el caso con el número de Reynolds menor por Hoyas y Jiménez [54] han sido reproducidos por los resultados de este estudio para ambos modelos SGS. Particularmente, la falta de universalidad de los perfiles de fluctuaciones de velocidad en la dirección *streamwise* cuando son escalados con unidades internas es más pronunciado que para los perfiles equivalentes en las otras direcciones.

En la dirección *streamwise*, los perfiles de fluctuaciones de velocidad para el número de Reynolds más bajo, muestra que ambos modelos SGS predicen de forma precisa la ubicación del pico del perfil; sin embargo, se observó una sub estimación de tal valor. Este resultado no corresponde con los resultados esperados para simulaciones LES de acuerdo con lo planteado en el estudio realizado por You et al. [148], quienes establecieron que las fluctuaciones de velocidad en la dirección *streamwise* son sobre predichas en simulaciones LES cuando son comparadas con datos DNS. No obstante, otros autores han observado que el valor máximo de las fluctuaciones de velocidad en esta dirección no necesariamente son sobre predichos cuando se comparan contra resultados DNS [3]. Para los demás casos, el valor máximo de los perfiles de fluctuaciones de velocidad fue sobre predicho en comparación con datos DNS. Así se observa que tal como lo plantea Bose et al. [15], en las simulaciones tipo LES con filtros implícitos, un aumento en los niveles de refinamiento de la malla puede ocasionar mayores errores numéricos en la solución del modelo computacional.

Los perfiles de fluctuaciones de velocidad en la dirección normal a la pared para todos los números de Reynolds, muestran cualitativamente un buen comportamiento comparado con resultados DNS, tal como se muestra en la figura 3.14. Se puede observar que para todos los valores de Re_τ explorados en este trabajo, ambos modelos SGS se comportan de forma similar.

Cuando se comparan los comportamientos de los modelos SGS utilizados, se observó que la capacidad de predicción del modelo DS es mejor que la del modelo CS en las regiones cercanas a la pared. Esta tendencia se mantiene también para los perfiles en la dirección *spanwise*, tal como se observa en la figura 3.15.

Para mayor información acerca del proceso de validación del modelo computacional para la fase de transporte, se refiere al lector al Apéndice B de este documento.

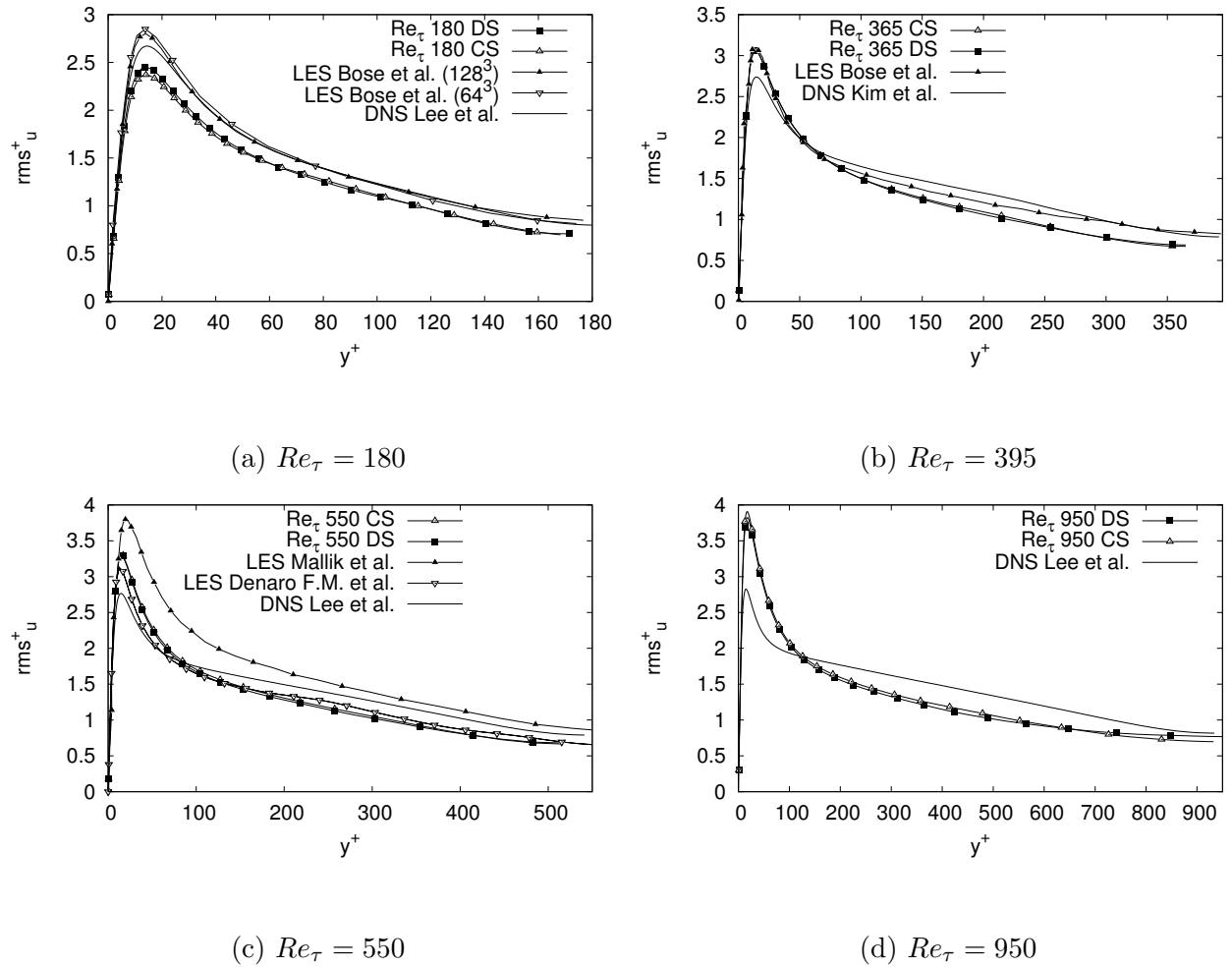


Figura 3.13: Perfiles de rms_u^+ . Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.

Tensor de esfuerzos de Reynolds

Una de las características más importantes y conocidas para flujos turbulentos estándares, tales como flujos en canales o tuberías, es el comportamiento específico de los componentes del tensor de esfuerzos de Reynolds a lo largo de líneas perpendiculares a la pared. En este sentido, los perfiles de fluctuaciones de velocidad discutidos anteriormente son solo un sub conjunto de componentes del tensor de esfuerzos de Reynolds, aquellos pertenecientes a la diagonal principal. Los otros componentes relevantes que son usualmente explorados en detalle son los elementos fuera de la diagonal de dicho tensor. En particular, es usualmente de gran relevancia predecir los valores máximos y su ubicación en la dirección normal a la pared.

El perfil de las componentes no diagonales del tensor de esfuerzos de Reynolds es mostrado en la figura 3.16. La simetría del canal implica que las componentes xz y yz son iguales a cero.

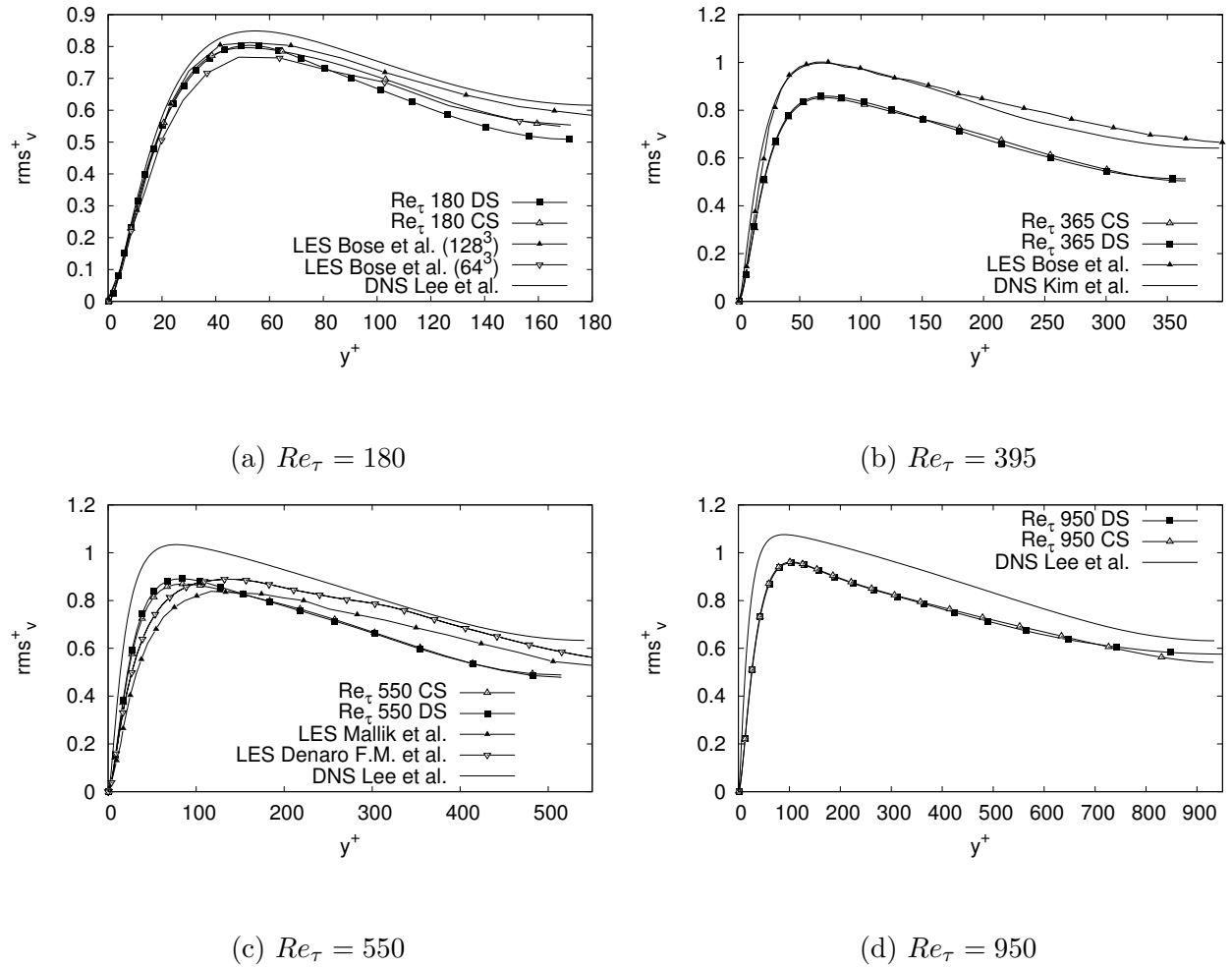


Figura 3.14: Perfiles de rms_v^+ . Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.

Por esta razón, solo la componente xy es analizada, en donde el valor negativo es referido como el esfuerzo cortante turbulento.

Analíticamente se ha demostrado que para un flujo en canal, el perfil de esfuerzo cortante total, (i.e. la suma de los esfuerzos cortantes viscoso y turbulentos) tiene un comportamiento particular a través del canal. En particular, en la región cercana a la pared, los efectos dominantes corresponden a efectos viscosos; sin embargo, los esfuerzos viscosos solo juegan un rol significativo en la región viscosa, $y^+ < 50$. Por lo tanto, fuera de dicha región, el perfil de esfuerzos cortantes turbulentos se comporta de forma lineal.

Los perfiles de los esfuerzos cortantes turbulentos calculados son presentados en la figura 3.16. En estas figuras se observa que los perfiles de $(uv)^+$ predichos por ambos modelos SGS reproducen la tendencia de los datos DNS, incluyendo la presencia de un pico en una ubicación aproximada de $y^+ = 30$ para todos los números de Reynolds. En cualquier caso, se observa

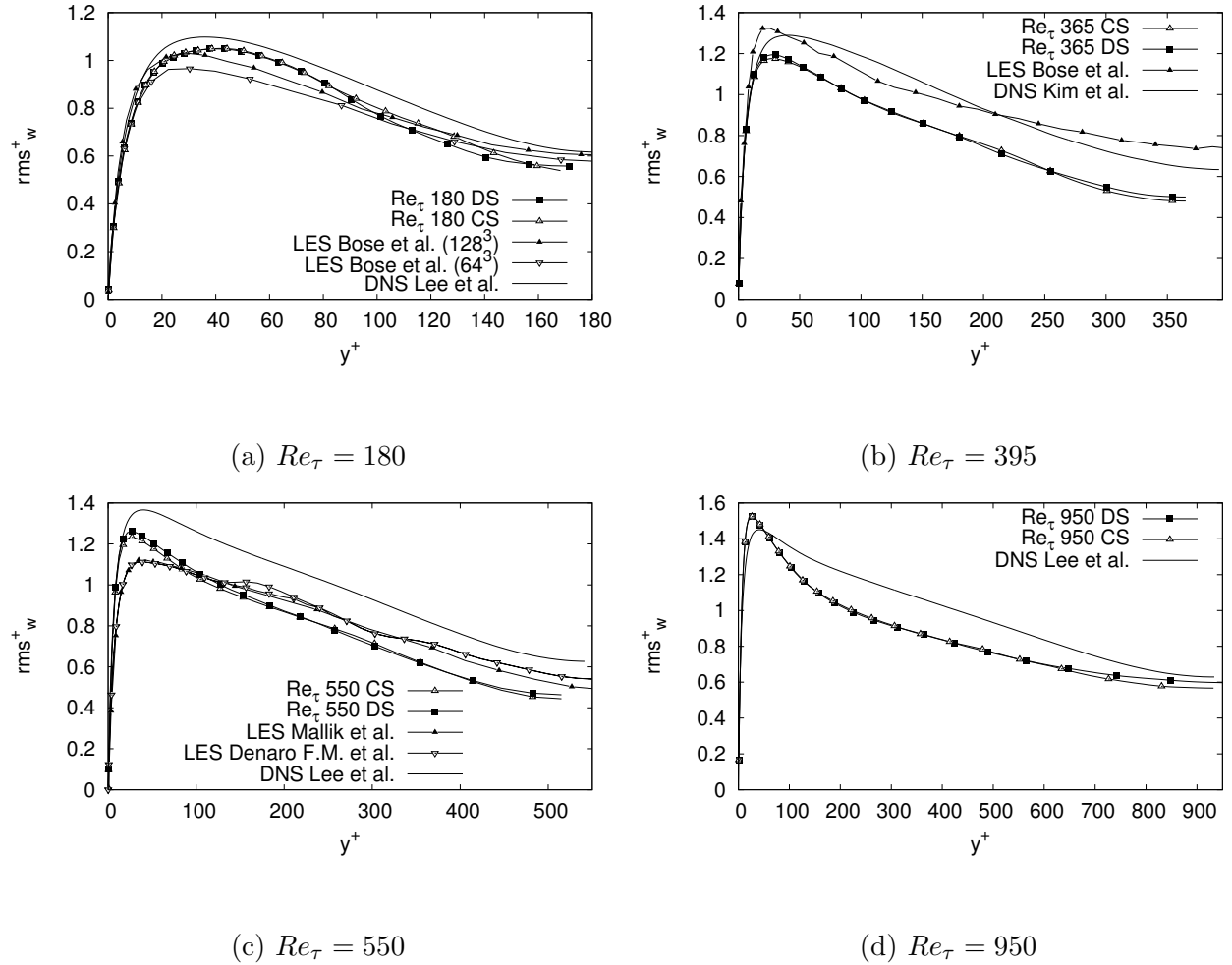


Figura 3.15: Perfiles de rms_w^+ . Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.

un perfil lineal en regiones cercanas al centro del canal.

Tal como se puede observar en la figura 3.16 ambos modelos SGS predicen la ubicación del pico con buena precisión, aunque con una pequeña sub estimación de su valor. Particularmente para $Re_\tau = 180$ el modelo CS exhibe una mayor sub estimación de este valor, comparado con el modelo DS. Contrariamente, el modelo CS se comporta mejor que el modelo DS en regiones cercanas al centro del canal para el mismo número de Reynolds. Este comportamiento concuerda con el desempeño mostrado en el cálculo de los valores r.m.s mostrado anteriormente.

Coficiente de correlación Cuando se evalúan flujos turbulentos confinados, es importante analizar como la energía en forma de momento es intercambiada debido a movimientos turbulentos del flujo en cada dirección. De acuerdo con esto, es común utilizar herramientas estadísticas para caracterizar como se correlacionan las fluctuaciones de velocidad en cada

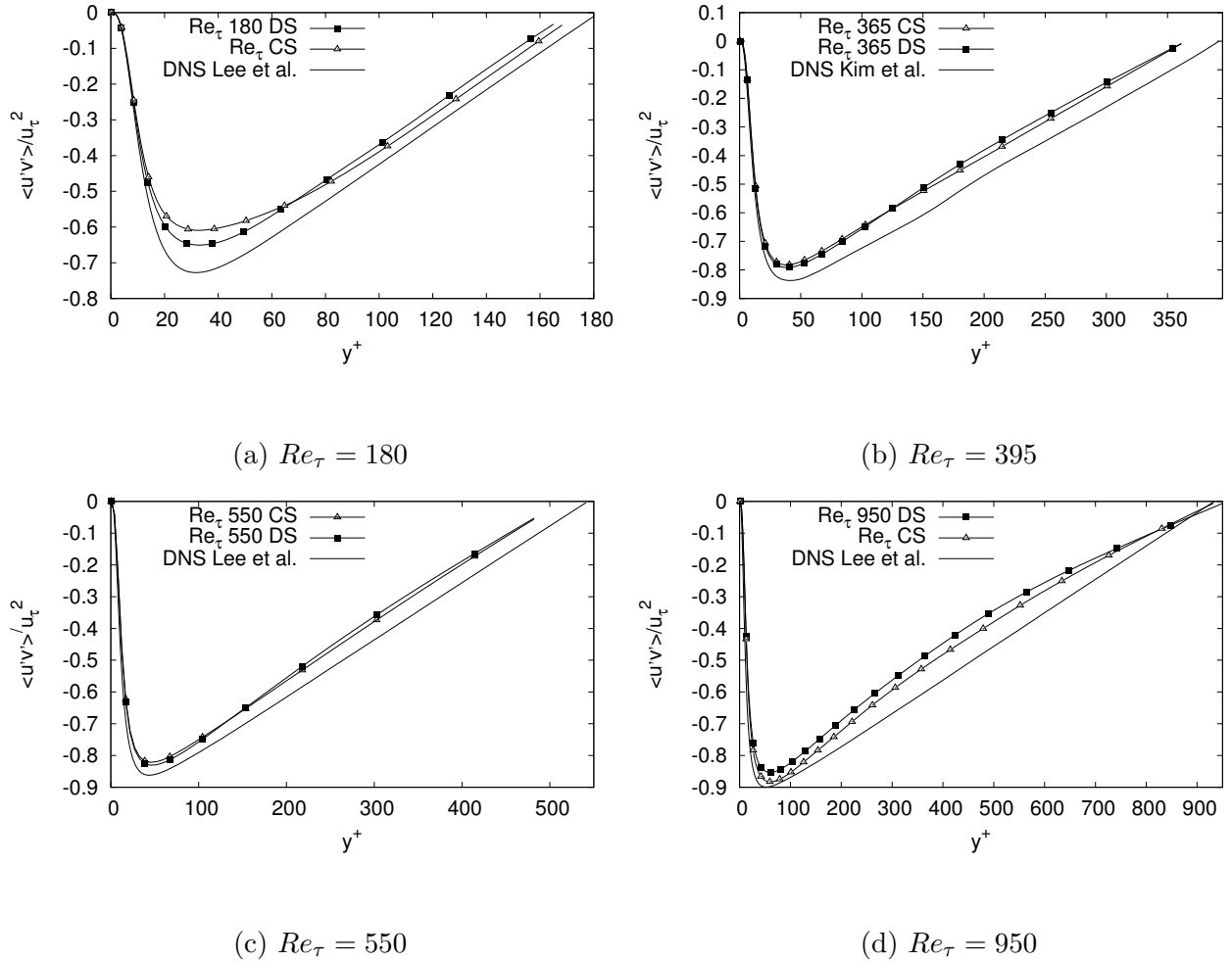


Figura 3.16: Perfil del término $u'v'$ del tensor de esfuerzos de Reynolds. Resultados DNS de Kim et al. [64] y Lee y Moser [77]. DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.

dirección. Particularmente, una herramienta comúnmente usada para evaluar la relación entre las fluctuaciones de velocidad en direcciones *streamwise* y perpendicular a la pared, es el coeficiente de correlación.

En la figura 4.7 se muestra el coeficiente de fricción. Una de las características resaltantes del comportamiento de este coeficiente es la presencia de un pico local cerca a la pared, tal como lo reportaron previamente Moin y Kim [105]. Estos autores sugieren que tal comportamiento se debe a la presencia de ciertos movimientos organizados del flujo en la región cercana a la pared. Tal como se esperaba, en los experimentos realizados en este trabajo, el perfil para $Re_\tau = 180$ numéricamente presenta muy buenos resultados. Así mismo, los perfiles para los demás números de Reynolds presentados, concuerdan cualitativamente con los resultados DNS. EL hecho de que para el menor número de Reynolds de fricción evaluado, exista el menor nivel

de desviación del perfil, es un indicio de que las niveles de refinamiento solo influyen en la respuesta numérica en la dirección **stremwise** y no en las otras dos direcciones del flujo.

El comportamiento del coeficiente de correlación sirve como indicador de la capacidad de la caja y malla computacional utilizada en los experimentos numéricos, para capturar las principales características del flujo. Tal como se mencionó anteriormente en este capítulo, la falta de resolución de las mallas en los casos con mayor número de Reynolds, implica una menor capacidad del modelo computacional para capturar las características de las escalas más pequeñas. Esta característica se evidencia en las figuras 4.7, en donde a medida que aumenta el número de Reynolds, aumenta la desviación de los perfiles construidos en comparación con datos DNS.

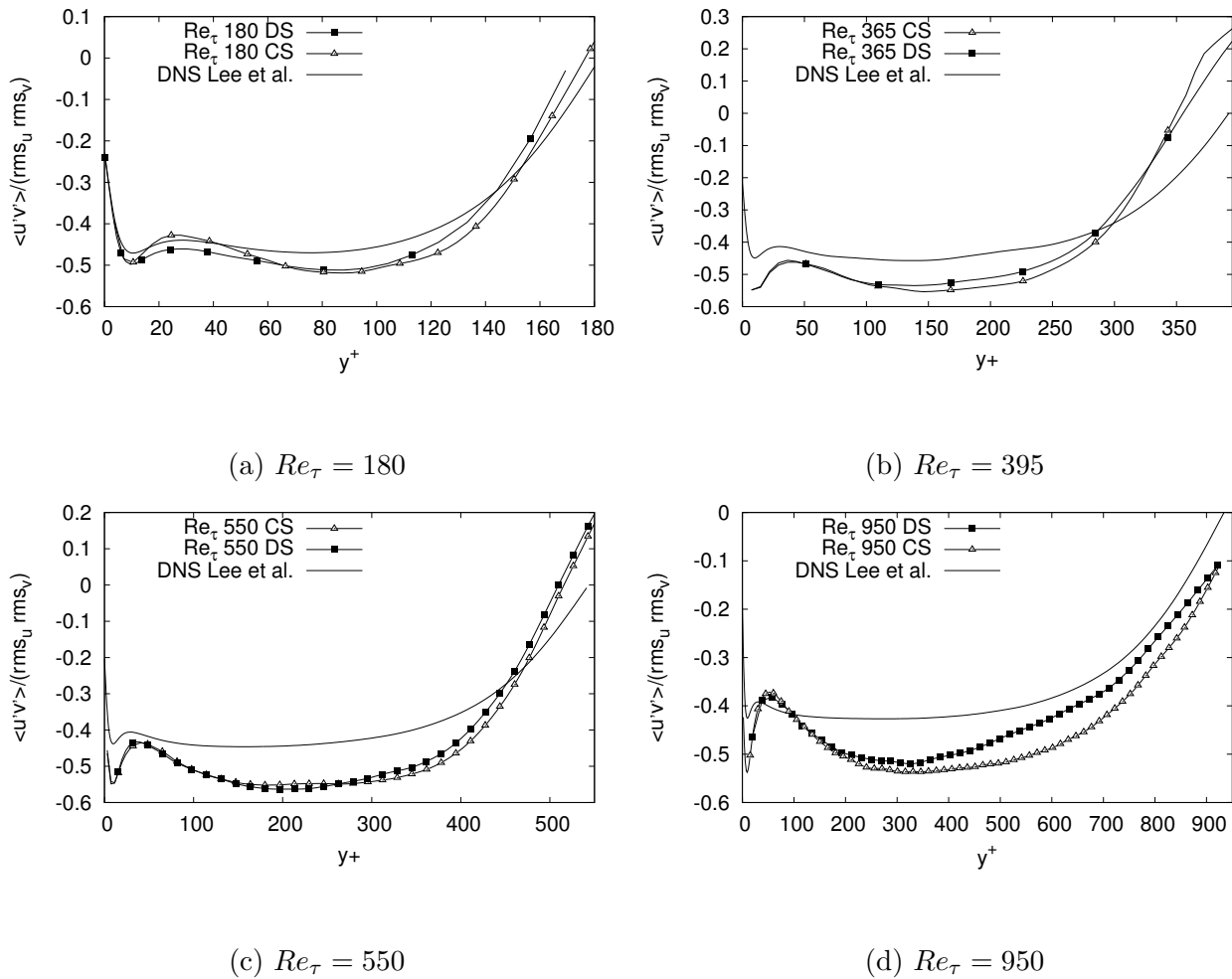


Figura 3.17: Coeficiente de correlación entre u' and v' . DS: Modelo dinámico de Smagorinsky; CS: Modelo de estructuras coherentes.

Una vez evaluados los resultados presentados en esta sección, es posible concluir que el modelo computacional propuesto para resolver numéricamente la fase de transporte, es capaz de

predecir de manera precisa la dinámica turbulenta del flujo, mediante el cálculo de estadísticas de primer y segundo orden. Esta capacidad es mayor para $Re_\tau = 180$.

3.10. Validación del modelo computacional para la fase dispersa - Caso de estudio: Flujo incompresible en canal liso

En esta sección se presentan los resultados de validación del modelo computacional para la fase dispersa. Particularmente se realizaron simulaciones numéricas en un canal liso, tal como el utilizado en la sección 3.6. Las condiciones de frontera utilizadas para resolver la fase de transporte son las mismas condiciones que se plantearon en el capítulo 2. El modelo de sub grilla utilizado para estas simulaciones fue el modelo CS propuesto por Kobayashi [66]. A continuación, tal como se expresó en capítulo dos se muestran a manera de recordatorio las ecuaciones gobernantes del modelo:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{3.12}$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i)(\bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}^{**}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ji}^r}{\partial x_j} + Su_i^P \tag{3.13}$$

Características de las simulaciones

Las simulaciones mostradas en esta sección fueron prescritas con las características mostradas en el cuadro 3.9 y los resultados obtenidos fueron comparados contra los resultados publicados por Dritselis y Vlachos [37].

Cuadro 3.9: Características de las simulaciones de validación. ($\tau_p^+ = \tau_p \frac{u_\tau^2}{\nu}$ y $dp^+ = \frac{d_p u_\tau}{\nu}$)

d_p (μm)	$d_p/h \times 10^{-3}$	d_p^+	τ_p^+
21	1.376	0.248	25
58	3.893	0.7	200

Para todas las simulaciones, se estableció la siguiente metodología de solución: (i) inicialmente se configuraron los casos sin partículas y se permitió que la solución numérica evolucionara hasta alcanzar un estado estadísticamente estable; (ii) Seguidamente se inyectaron las partículas a lo largo y ancho de todo el dominio computacional en posiciones aleatorias. (iii)

Una vez que la distribución de las partículas y el perfil de velocidad de estas se estabilizó, se reinició el proceso de obtención de estadísticas turbulentas; (iv) se calcularon las estadísticas turbulentas de la fase de transporte y la fase discreta por 50 tiempos característicos adicionales ($t_c = L_x/U_b$).

3.10.1. Resultados

Todos los perfiles obtenidos a partir de los resultados de las simulaciones de ésta sección, fueron normalizados con u_τ y ν . Así mismo, al evaluar el tamaño de celda más pequeña en cada una de las simulaciones, se observa que el tamaño de las partículas siempre es menor a estos valores en todos los casos, concluyéndose de acuerdo a estos valores, que es válido el uso de la aproximación de punto de partícula, tal como lo expresa Loth [92].

Cuando se evaluó el perfil de velocidad, se pudo observar que existe un excelente comportamiento del modelo computacional propuesto, tal como se puede observar en la figura 3.18, en donde los perfiles comparados están prácticamente superpuestos. Particularmente, se observa que los resultados obtenidos con el modelo computacional propuesto en este trabajo se encuentran más cercanos a los resultados DNS propuestos por Dritselis y Vlachos [36] que los resultados LES propuestos por el mismo autor.

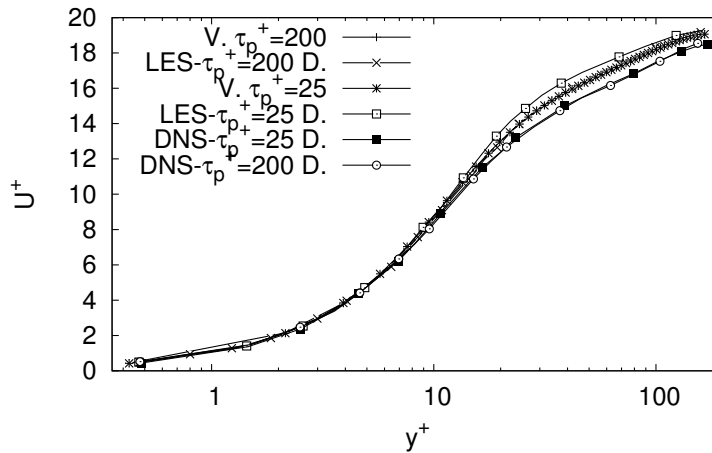


Figura 3.18: Perfil de velocidad promedio para casos de validación. $V.\tau_p^+ = 200$: caso de validación con $\tau_p^+ = 200$; $V.\tau_p^+ = 25$: caso de validación con $\tau_p^+ = 25$; $LES - \tau_p^+ = 200 D$: Resultados LES de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 200$; $LES - \tau_p^+ = 25 D$: Resultados LES de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 25$; $DNS - \tau_p^+ = 200 D$: Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 200$; $DNS - \tau_p^+ = 25 D$: Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 25$

Por otra parte, cuando se evaluó el comportamiento de los perfiles de fluctuaciones de velocidad, también se tiene un buen comportamiento del modelo. Particularmente, el valor del mayor error relativo que se presenta en estos perfiles, es del 12%. Tal error se presentó en el perfil de fluctuaciones de velocidad en la dirección *wall normal*. Así, en las figuras 3.19, 3.20, 3.21, se puede observar la comparación de los perfiles de fluctuaciones de velocidad obtenidos en este trabajo y los resultados publicados por Dritselis y Vlachos [37]. En tales figuras, se evidencia la capacidad que tiene el modelo computacional propuesto en este trabajo para predecir de manera confiable tanto las amplitudes, como el posicionamiento de los valores picos para cada uno de los perfiles mostrados. La anterior aseveración, es soportada por los resultados mostrados en los cuadros 3.10, 3.11 y 3.12. En tales cuadros, se presentan las desviaciones porcentuales que existen para tres ubicaciones particulares de los perfiles de *rms* de las fluctuaciones de velocidad. A continuación se explica cada una de las columnas presentadas:

- *LES* – $\tau_p^+ = 200$ *D*: Resultados *LES* de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 200$;
- *LES* – $\tau_p^+ = 25$ *D*: Resultados *LES* de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 25$
- La columna posición representa la desviación porcentual que existe entre la posición del pico obtenido con el modelo computacional propuesto y el predicho por resultados *DNS* de la literatura.
- La columna amplitud representa la desviación porcentual entre el valor pico del perfil predicho con el modelo computacional propuesto y el predicho con datos *DNS* de la literatura
- La columna Amplitud en pico *DNS* representa la diferencia porcentual que existe entre el valor pico de los perfiles predichos con datos *DNS* de la literatura y el valor que tiene el perfil predicho con el modelo computacional propuesto para el mismo valor de y^+ .

Cuadro 3.10: Error relativo porcentual para el término rms_u^+ para caso de validación con $\tau_p^+ = 200$ y $\tau_p^+ = 25$. Comparación con resultados *DNS* de Dritselis y Vlachos [37].

	Posición	Amplitud	Amplitud en pico <i>DNS</i>
$\tau_p = 200$	5	8.63	8.33
$\tau_p = 25$	0	3.11	3.11

De acuerdo al objetivo planteado en esta sección y a los resultados obtenidos, se concluye que el modelo computacional planteado es capaz de reproducir de una manera precisa y exacta las estadísticas turbulentas de un flujo turbulento en canal cargado con partículas sólidas, para

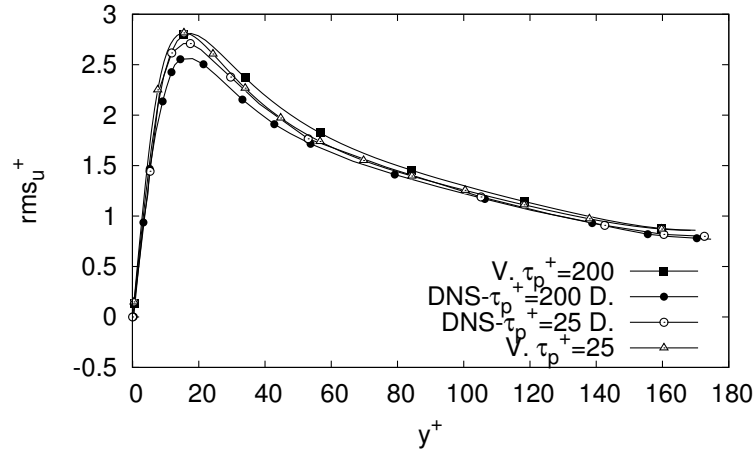


Figura 3.19: Perfiles de rms_u^+ para casos de validación. $V.\tau_p^+ = 200$: caso de validación con $\tau_p^+ = 200$; $V.\tau_p^+ = 25$: caso de validación con $\tau_p^+ = 25$; $DNS - \tau_p^+ = 200 D.$: Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 200$; $DNS - \tau_p^+ = 25 D.$: Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 25$. Resultados DNS de Dritselis y Vlachos [37]; Resultados LES de Dritselis y Vlachos [36].

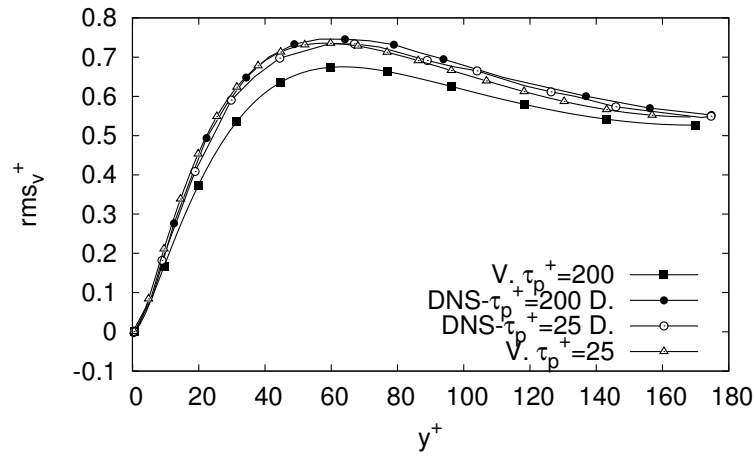


Figura 3.20: Perfiles de rms_v^+ para casos de validación. $V.\tau_p^+ = 200$: caso de validación con $\tau_p^+ = 200$; $V.\tau_p^+ = 25$: caso de validación con $\tau_p^+ = 25$; $DNS - \tau_p^+ = 200 D.$: Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 200$; $DNS - \tau_p^+ = 25 D.$: Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 25$. Resultados DNS de Dritselis y Vlachos [37]; Resultados LES de Dritselis y Vlachos [36].

un número de Reynolds de fricción de la fase continua de 180 ($Re_\tau = 180$) para diferentes tipos de partículas sólidas, bajo las consideraciones previamente mencionadas.

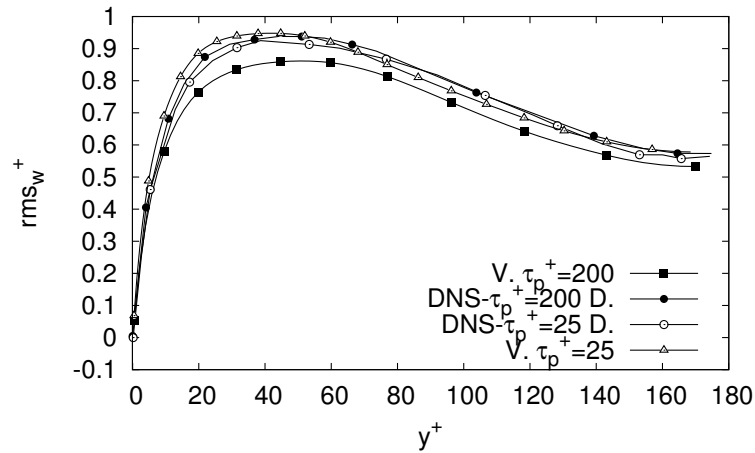


Figura 3.21: Perfiles de rms_w^+ para casos de validación. $V.\tau_p^+ = 200$: caso de validación con $\tau_p^+ = 200$; $V.\tau_p^+ = 25$: caso de validación con $\tau_p^+ = 25$; $DNS - \tau_p^+ = 200 D.$: Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 200$; $DNS - \tau_p^+ = 25 D.$: Resultados DNS de Dritselis et al. 2011. para $\tau_p^+ = 25$. Resultados DNS de Dritselis y Vlachos [37]; Resultados LES de Dritselis y Vlachos [36].

Cuadro 3.11: Error relativo porcentual para el término rms_v^+ para caso de validación con $\tau_p^+ = 200$ y $\tau_p^+ = 25$. Comparación con resultados DNS de Dritselis y Vlachos [37].

	Posición	Amplitud	Amplitud en pico DNS
$\tau_p = 200$	11.88	-7.76	-8.59
$\tau_p = 25$	-8.63	0.28	0

Cuadro 3.12: Error relativo porcentual para el término rms_w^+ para caso de validación con $\tau_p^+ = 200$ y $\tau_p^+ = 25$. Comparación con resultados DNS de Dritselis y Vlachos [37].

	Posición	Amplitud	Amplitud en pico DNS
$\tau_p = 200$	0	-7.69	-7.69
$\tau_p = 25$	0	2.51	2.51

Capítulo 4

Flujo incompresible turbulento en canal liso cargado con partículas sólidas suspendidas

4.1. Introducción

El presente capítulo se enfoca en caracterizar el efecto que tiene la presencia de partículas suspendidas en un flujo turbulento, a través de un canal liso para diferentes números de Reynolds. Particularmente, se utilizan partículas con tiempos de respuesta con los cuales, de acuerdo con los resultados presentados por Zhao et al. [150], se presume pueden generar disminuciones de las fuerzas de arrastre generadas entre la fase de transporte y las paredes del canal.

El estudio propuesto se llevó a cabo usando simulaciones tipo LES, las cuales hasta el mayor conocimiento del autor, no se han utilizado para realizar este tipo de análisis a la fecha de escritura del presente documento. Así, el presente capítulo sigue la siguiente estructura: (i) Inicialmente se presenta el modelo computacional a utilizar tanto para la fase de transporte como para la fase discreta. (ii) Se presenta una caracterización de las simulaciones realizadas. (iii) Se evalúa el efecto que tiene la inyección de partículas sólidas sobre el comportamiento de los perfiles de velocidad, esfuerzos de Reynolds, término fuente Π , disipación viscosa y producción turbulenta, incluyendo análisis comparativos para un caso similar sin la presencia de las partículas y (iv) Se presentan las conclusiones pertinentes a los resultados obtenidos.

4.2. Modelo computacional

4.2.1. Geometría y Ecuaciones gobernantes

El flujo turbulento cargado con partículas sólidas a través de un canal liso fue modelado numéricamente mediante una solución semi explícita de las ecuaciones de Navier Stokes en conjunto con un modelo de turbulencia tipo LES y mediante el uso de la segunda ley de Newton para la solución espacio - temporal de la fase discreta. Debido a las características que se quieren analizar en este trabajo, fue necesario realizar un acople en dos vías entre la fase de transporte y la fase discreta. En este tipo de acople se considera que la fase de transporte aporta energía a la fase discreta para que estas se muevan dentro de él, pero a su vez se toma en cuenta el efecto de reacción de las partículas mediante el cual las mismas transfieren energía a la fase de transporte, afectando con esto su dinámica. Al respecto, tanto las ecuaciones gobernantes como las condiciones de frontera utilizadas en este capítulo son exactamente las mismas que se utilizaron en el capítulo 3 en la sección de validación del modelo computacional de la fase dispersa. En este sentido, se prescribieron condiciones de no deslizamiento e impermeabilidad en las paredes del canal, y condiciones cíclicas en la dirección principal del flujo y en la dirección *spanwise*.

Por otra parte, los efectos turbulentos presentes en el flujo, se modelaron mediante el uso del modelo SGS CS propuesto por Kobayashi [66] (Ver Capítulo 2 para mayor información).

Características de las simulaciones

El modelo computacional para la fase de transporte se resolvió mediante el uso del método de los volúmenes finitos con un avance temporal mediante un esquema tipo Crank-Nicolson, en conjunto con el uso de un algoritmo tipo PISO para el acople presión-velocidad con rutinas de relajación intermedias configuradas mediante el uso del algoritmo SIMPLE. El comportamiento dinámico de la fase discreta fue resuelto numéricamente también mediante el uso de un esquema temporal tipo Crank-Nicolson y un enfoque lagrangiano de partículas reales con aproximación de punto de partícula.

Para las pruebas de esta sección, se utilizaron inicialmente tres tipos de partículas diferentes y un número de Reynolds de fricción de la fase de transporte de 180. Todas las simulaciones se prescribieron con base en las características de las partículas utilizadas por Zhao et al. [150], es decir, $Re_\tau=180$, $\tau_p^+=30$ y $\phi_v = 0,001105$. La decisión de utilizar estas características para las simulaciones radica en qué, con estas características, Zhao et al. [150] encontraron mediante el uso de simulaciones DNS, que al igual que sucede cuando se adicionan aditivos

fibrosos o polímeros a un flujo turbulento, es posible lograr reducciones considerables de las pérdidas de energía como consecuencia de las fuerzas de arrastre. En particular, dichos autores utilizaron partículas esféricas con un $d_p^+ = 0,72$ y lograron obtener reducciones de arrastre que ocasionaron un aumento de la velocidad de bloque en un 14% para un valor constante de un término equivalente al término II usado en este trabajo.

Los casos evaluados inicialmente en este capítulo se configuraron de manera tal, de mantener constantes los siguientes parámetros: (i) Número de Reynolds de fricción de la fase de transporte, (ii) diámetro de las partículas usadas y (iii) fracción volumétrica (ϕ_v); sin embargo, en cada una de las simulaciones se utilizó un valor de densidad diferente para el material de las partículas. Las densidades utilizadas se seleccionaron de manera que representaron partículas físicas de (i) aluminio, (ii) goma y (iii) plomo. No obstante, a partir de este punto en el presente documento, cuando se quiera hacer referencia a las partículas, se hablará de partículas de baja densidad, mediana densidad y alta densidad, respectivamente. Las características de las partículas utilizadas en las simulaciones se resumen en el cuadro 4.1.

Cuadro 4.1: Características de las simulaciones usadas para caracterizar los flujos con partículas en canal liso

d_p (μm)	$d_p/h \times 10^{-3}$	d_p^+	τ_p^+	ρ_p (kg/m^3)	S_t
264	2.64	0.462	30	2700	0.36
264	2.64	0.462	127	11350	1.538
264	2.64	0.462	11	950	0.13

Como se puede evidenciar en el cuadro 4.1, las partículas utilizadas para las simulaciones descritas en esta sección, tienen valores de dp^+ menores a los utilizados por Zhao et al. [150]. Esta condición fue prescrita de esta manera con la finalidad de evaluar la posibilidad de obtener reducciones de arrastre para este tipo de flujo, en casos en donde se utilicen partículas con diámetros menores a los utilizados por tales autores. Particularmente, se buscó ampliar el rango de diámetros útiles para lograr disminuciones de arrastre en flujos turbulentos cargados con partículas sólidas en canal. Por otra parte, en el cuadro 4.1, se puede observar que todas las simulaciones se prescribieron con partículas del mismo tamaño, pero con valores de densidad por encima y por debajo de los utilizados por Zhao et al. [150]. Lo anterior tuvo como finalidad principal evaluar si la densidad del material de las partículas, representado en este caso por el tiempo de respuesta de las mismas, tiene alguna influencia en la modificación del arrastre en la fase de transporte en este tipo de flujos.

Para todas las simulaciones se estableció la siguiente metodología de solución: (i) inicialmente se configuraron los casos sin partículas y se permitió que la solución numérica evolucionara hasta alcanzar un estado estadísticamente estable; (ii) Seguidamente se inyectaron

las partículas a lo largo y ancho de todo el dominio computacional en posiciones aleatorias. (iii) Una vez que la distribución de las partículas y el perfil de velocidad de las mismas se estabilizó, se reinició el proceso de obtención de estadísticas turbulentas; (iv) se calcularon las estadísticas turbulentas de la fase de transporte y la fase discreta por al menos 200 tiempos característicos adicionales ($t_c = L_x/U_b$).

4.3. Resultados

Los resultados se muestran en forma comparativa con los obtenidos para un flujo equivalente pero en un canal similar libre de partículas (Particle Free). Se muestra una caracterización con posterior análisis de los perfiles de velocidad, fluctuaciones, producción turbulenta y disipación viscosa asociados a las fluctuaciones de velocidad. En todos los casos, tales variables fueron adimensionalizadas con u_τ y ν . Por ejemplo, el tiempo de respuesta de la partícula se puede adimensionalizar como $\tau_p^+ = \tau_p \frac{u_\tau^2}{\nu}$ y en tanto, el diámetro de partícula se puede expresar de forma adimensional como $dp^+ = \frac{dp u_\tau}{\nu}$. Según Loth [92], para que la aproximación de punto de partícula sea válida en simulaciones tipo LES, se debe garantizar que, el tamaño de las partículas sea menor que el tamaño de cualquier celda perteneciente a la malla computacional. Una estimación de los valores de la escala de Kolmogorov para las simulaciones con $Re_\tau = 180$ discutidas en esta sección es $\zeta = 308 \mu m$, la cual a su vez tiene un menor tamaño que la celda más pequeña de la malla. Con esto, se garantizó la pertinencia de la aproximación de punto de partículas para estas simulaciones.

4.3.1. Influencia del tiempo de respuesta de partícula en las estadísticas turbulentas y fuerzas de arrastre

Un aspecto relevante que se buscó analizar en este trabajo está relacionado al hecho de que Zhao et al. [150] reportó reducciones de arrastre para partículas con un tamaño determinado sin profundizar en la influencia que podría tener el tipo de material del que estuviesen conformadas dichas partículas. En este sentido, en el presente capítulo, al utilizar densidades diferentes en cada uno de los experimentos numéricos, se buscó determinar si la modulación de la turbulencia y la variación de arrastre en la fase de transporte, son afectado solamente por el diámetro de partícula utilizado o si por el contrario la densidad las mismas también tiene una influencia considerable.

Partículas de densidad media

Para este caso se utilizó una densidad del material de las partículas equivalente a la densidad del aluminio ($\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$). Así mismo, con la finalidad de emular de forma cualitativa las características de las partículas usadas por Zhao et al. [150], se prescribieron partículas con un tiempo de respuesta similar, $\tau_p^+ = 30$.

En la figura 4.1 se puede observar el perfil de velocidad promedio obtenido para el caso con partículas y el obtenido para un caso sin partículas. Es evidente que las partículas generan un efecto de homogenización del perfil, ocasionando que este alcance velocidades mayores en regiones cercanas a la pared en comparación con un canal completamente liso. De acuerdo con los principios básicos de turbulencia, el comportamiento del perfil de velocidad promedio para el caso con partículas, pareciera indicar que estas inducen un aumento de los niveles de turbulencia en comparación a un canal libre de partículas. No obstante, al calcular y comparar los valores de velocidad de fricción y término Pi se observa que sucede todo lo contrario. Particularmente, la velocidad de fricción u_τ es de 0.03 para el caso sin partículas y de 0.035 para el caso libre de partículas.

Por otra parte, al evaluar el comportamiento del término Π , se observa que para el caso con partículas se genera una disminución del 10 % en el valor en comparación al caso libre de partículas. Este cambio en el comportamiento del flujo parece indicar que la homogenización del perfil de velocidad promedio que se observa en el caso con partículas se debe más a un efecto de redistribución de la energía cinética turbulenta por parte de las partículas, que a efectos turbulentos propios del flujo.

Otro efecto importante de esta configuración de partículas ($dp^+ = 0,462$, $\rho_p = 2700 \text{ kg/m}^3$, $\tau_p^+ = 30$), es el cambio significativo en los perfiles de fluctuaciones de velocidad y por ende en la intensidad turbulenta del flujo. Así, tal como lo planteó Dritselis [34] se observa que para el caso con partículas se observa un aumento de los niveles de fluctuaciones de velocidad en la dirección *streamwise* y una disminución de estas tanto en la dirección normal a la pared como en la dirección *spanwise* (Ver figuras 4.2, 4.3 y 4.4). Particularmente, se evidencia que en la dirección principal del flujo los niveles de fluctuaciones de velocidad aumentan en regiones alrededor de la *buffer layer* y disminuyen en la zona central del canal, por el contrario, en la dirección normal a la pared y en la dirección *spanwise* estos niveles disminuyen de forma considerable en toda la región del canal.

Con el fin de determinar si existe una relación directa entre la disminución de los niveles de fluctuaciones de velocidad y el comportamiento de las partículas, se obtuvieron los perfiles de velocidad y concentración de estas últimas, tal como se muestran en las figuras 4.5 y 4.6. El comportamiento de las partículas sugiere que, la acumulación preferencial de estas en regiones

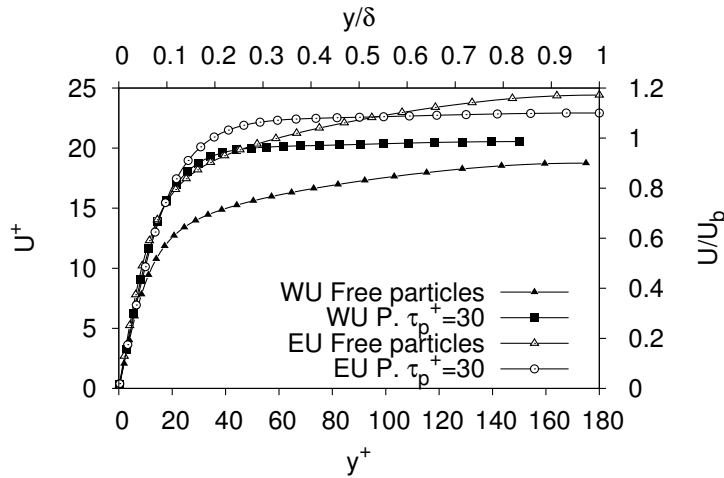


Figura 4.1: Perfil de velocidad promedio para caso de producción con partículas de aluminio ($P. \tau_p^+ = 30$). WU: Unidades de pared; EU: Unidades externas. Free particles: Canal liso sin presencia de partículas sólidas

cercanas a las paredes genera mayores variaciones de los campos instantáneos de velocidad en estas zonas, y en consecuencia, un aumento en la transferencia de momento entre las partículas y la fase de transporte.

Al profundizar en el estudio del comportamiento de las componentes de las fluctuaciones de velocidad en las direcciones normal a la pared y *spanwise* se observa una abrupta disminución de las mismas tanto en regiones cercanas a la pared, como en regiones centrales del canal. Tales observaciones en el comportamiento de estas fluctuaciones de velocidad coinciden con los resultados obtenidos por Kulick et al. [71], Li et al. [90], Dritselis y Vlachos [35] Dritselis y Vlachos [37], Zhao et al. [151], Rani et al. [120], Li et al. [89] y Tsuji et al. [135]. De acuerdo con el comportamiento de las fluctuaciones de velocidad descrito anteriormente (Ver figuras 4.2, 4.3 y 4.4), es claro que el mayor intercambio de intensidad turbulenta entre el flujo y las partículas se presentan en las componentes del tensor de esfuerzos de Reynolds asociadas a las direcciones normal a la pared y *spanwise*. Así mismo, tal comportamiento en la dinámica turbulenta del flujo, podría explicarse por el ofrecimiento de una mayor resistencia que tienen las partículas para moverse en direcciones diferentes a la principal, ocasionando que las mismas requieran un mayor trabajo proveniente de los efectos turbulentos por parte del flujo para poder desplazarse.

En concordancia con los resultados obtenidos en esta sección, es importante resaltar que Zhao et al. [150] plantea que la tendencia exhibida por las estadísticas turbulentas del flujo usando partículas sólidas (Figuras 4.1, 4.2, 4.3 y 4.4) es la misma que la obtenida en estudios que han usado aditivos poliméricos [38], [51], [117]. No obstante, es importante mencionar que,

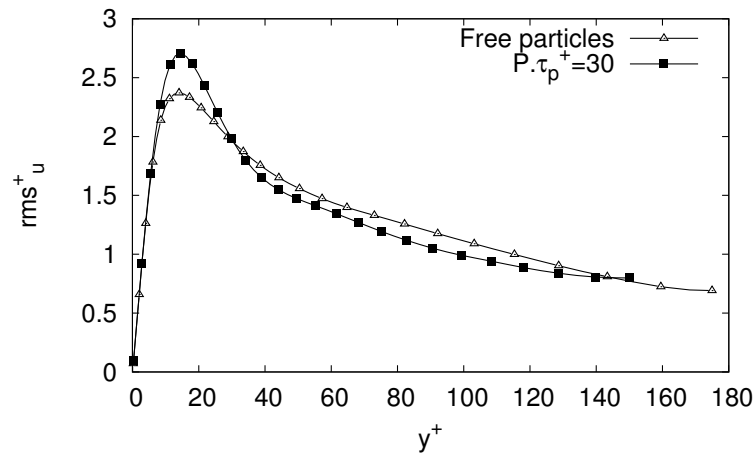


Figura 4.2: Perfil de rms_u^+ para caso de producción con partículas de aluminio ($P.\tau_p^+ = 30$). Los perfiles fueron normalizados con la velocidad de fricción (*Free Particle* : $u_\tau = 0,035$ (Canal sin la presencia de partículas sólidas); $P.\tau_p^+ = 30$: $u_\tau = 0,03$)

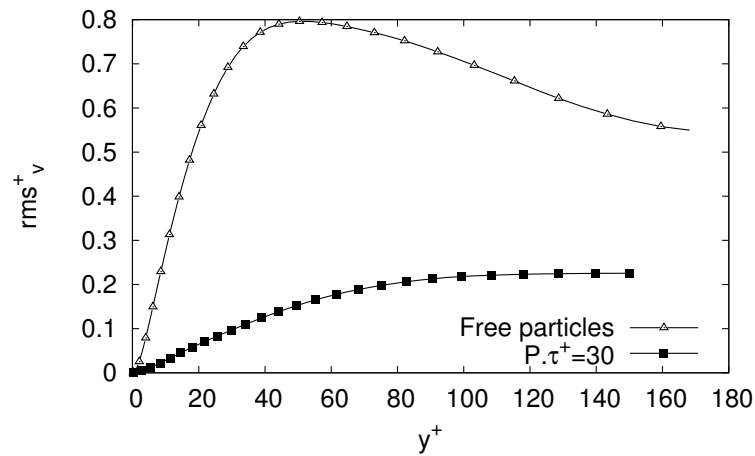


Figura 4.3: Perfil de rms_v^+ para caso de producción con partículas de aluminio ($P.\tau_p^+ = 30$). Los perfiles fueron normalizados con la velocidad de fricción (*Free Particle* : $u_\tau = 0,035$ (Canal sin la presencia de partículas sólidas); $P.\tau_p^+ = 30$: $u_\tau = 0,03$)

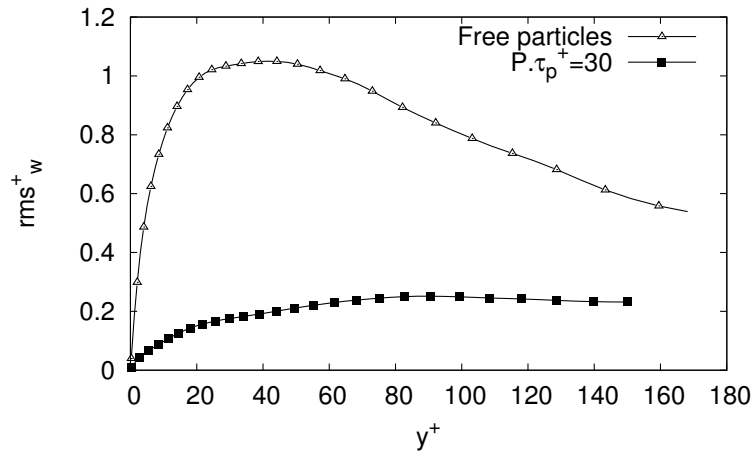


Figura 4.4: Perfil de rms_w^+ para caso de producción con partículas de aluminio ($P.\tau_p^+ = 30$). Los perfiles fueron normalizados con la velocidad de fricción (*Free Particle* : $u_\tau = 0,035$ (Canal sin la presencia de partículas sólidas); $P.\tau_p^+ = 30$: $u_\tau = 0,03$)

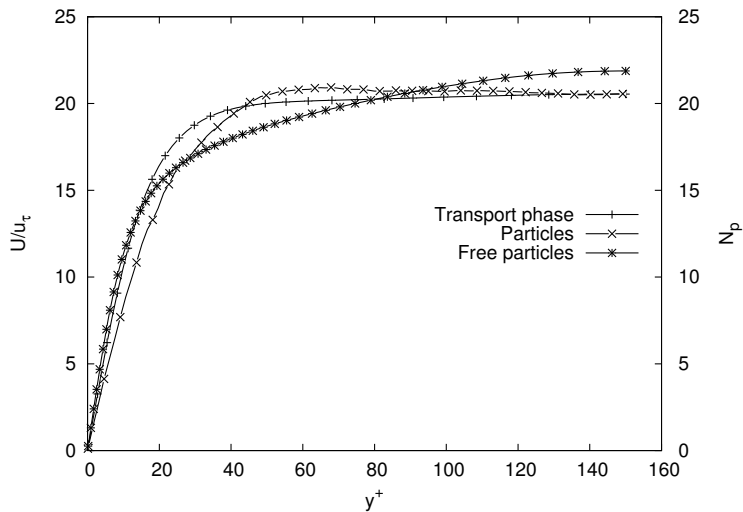


Figura 4.5: Perfil de velocidad de las partículas para el caso $\tau_p^+ = 30$.

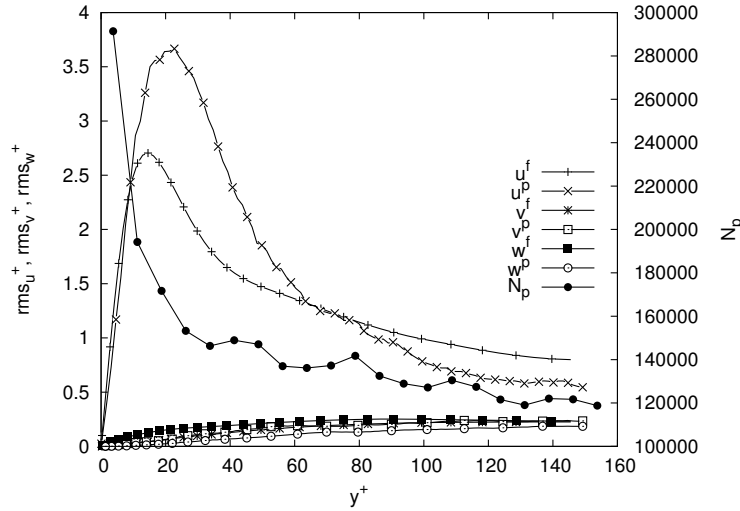


Figura 4.6: Comparación de los perfiles de fluctuaciones de velocidad entre la fase de transporte y la fase dispersa para el caso con partículas de $\tau_p^+ = 30$. u^f, v^f, w^f : Perfiles de fluctuaciones de velocidad para la fase de transporte; u^p, v^p, w^p : Perfiles de fluctuaciones de velocidad para la fase dispersa

en la revisión que se hizo al trabajo de Zhao et al. [150], no se encontró evidencia adicional de este fenómeno ni mayor explicación de la ocurrencia de este comportamiento.

Con el fin de evaluar los efectos de las partículas sólidas en el comportamiento de los patrones de velocidad instantánea en la dirección *streamwise*, se construyeron contornos de velocidad instantánea en planos predeterminados de referencia. Particularmente, estos contornos se produjeron en un plano *xy* ubicado en $y^+ = 35$ y un plano *yz* en la parte central del canal, tal como se muestra en las figuras 4.7 y 4.8. Estudios similares en reducción de arrastre en canales debido a la presencia de polímeros, han obtenido contornos parecidos a los mostrados en este trabajo [150][144]. El comportamiento de la fase de transporte observado en cada uno de estos contornos, permite evidenciar para el caso con partículas, una distribución más uniforme del flujo dentro del canal. Este fenómeno parece indicar un fuerte efecto de relaminarización del flujo provocado por las partículas.

En las figuras 4.9 y 4.10 se presentan los niveles de producción turbulenta para los términos uu y uv del tensor de esfuerzos de Reynolds. Es evidente que las partículas generan atenuación de este término para ambos componentes del tensor de esfuerzos de Reynolds analizados, tal como es también reportado por Dritselis [34], quién además plantea que los términos del presupuesto de energía que más se ven afectados por la presencia de las partículas son los términos de producción turbulenta, disipación viscosa y gradiente de presión (El término de gradiente de presión no se estudió en el presente trabajo). En el presente trabajo, al igual que en el estudio de Dritselis [34], se obtuvo una reducción de los niveles de intensidad del término

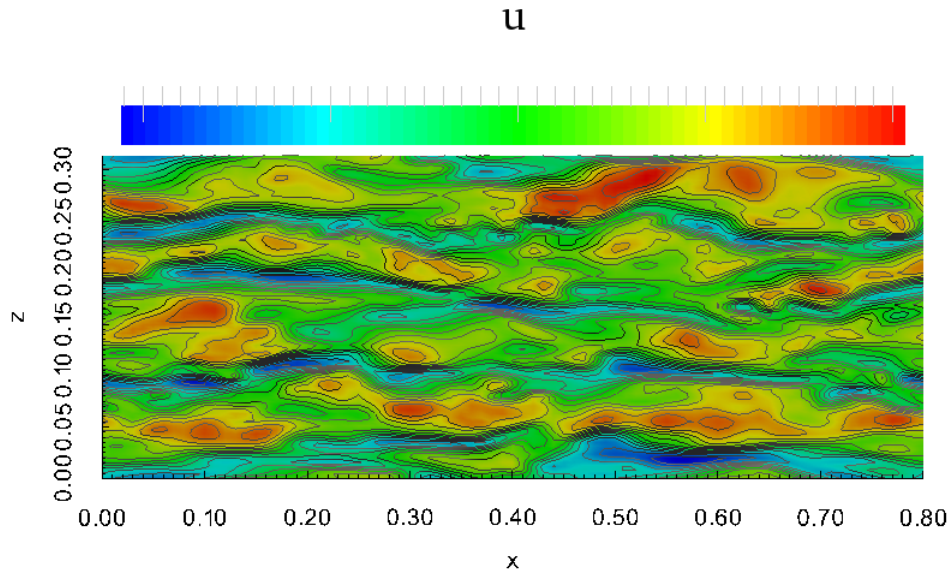


Figura 4.7: Contorno de velocidad instantánea en la dirección *streamwise* en el plano xz ubicado en un valor de $y^+ = 35$. Flujo sin partículas.

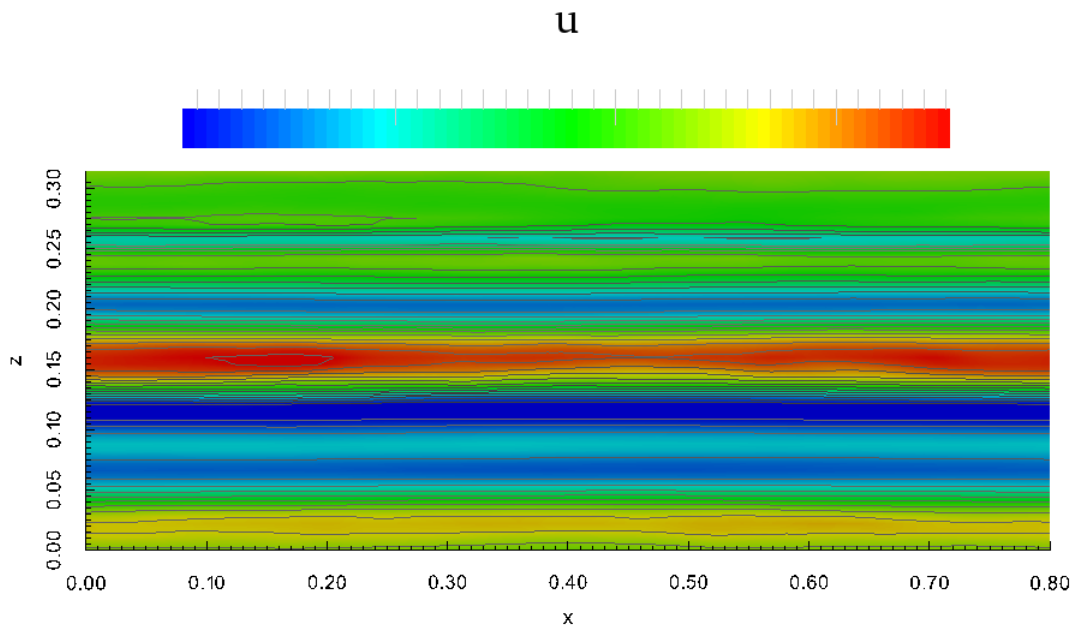


Figura 4.8: Contorno de velocidad instantánea en la dirección *streamwise* en el plano xz ubicado en un valor de $y^+ = 35$. Flujo con partículas de densidad media.

uv del tensor de esfuerzos de Reynolds como consecuencia de la conservación de momento promedio en la dirección principal del flujo, el cual ocasiona disminuciones de intensidad en este término (uv) [102].

Así mismo, al observar el comportamiento del término de disipación viscosa (ver figuras 4.11 y 4.12) se evidencia como era de esperarse, de acuerdo con los resultados de Dritselis [34],

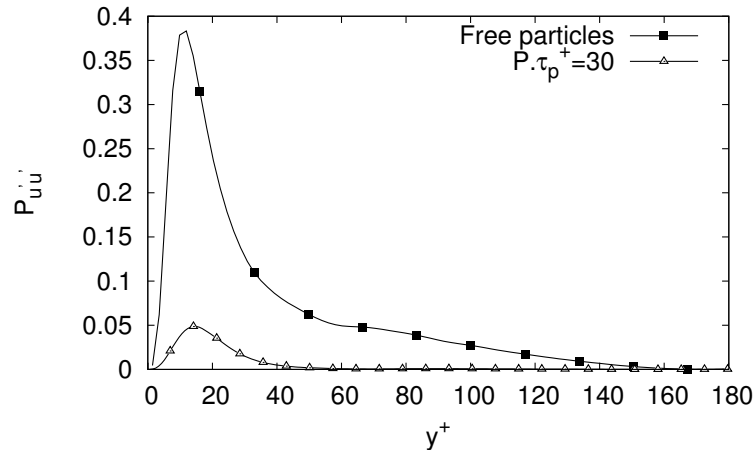


Figura 4.9: Perfil de producción turbulenta para el término uw del tensor de esfuerzos de Reynolds para el caso de producción con partículas de aluminio normalizado con u_τ . $P.\tau_p^+ = 30$: $u_\tau = 0,03$; *Free particles* : $u_\tau = 0,035$ (Canal sin la presencia de partículas sólidas)

una disminución de este término para ambos componentes del tensor de esfuerzos de Reynolds evaluados en este trabajo. Es importante notar que en la dirección principal del flujo, aunque existe una disminución considerable, la misma no es comparable con la disminución que se presenta para el término cruzado (uv). Lo anterior, debido al hecho de que en la dirección principal del flujo, específicamente en regiones cercanas a la pared, los niveles de fluctuaciones no disminuyen en comparación a un canal libre de partículas, tal como se mostró en la figura 4.2.

Finalmente, una vez evaluado el comportamiento del flujo cargado con partículas, con las características previamente descritas, y haciendo énfasis en perspectivas tanto fenomenológicas, como de consumo energético, es válido mencionar que la presencia de tales partículas permitieron generar variaciones considerables en el comportamiento turbulento del flujo, lo cual permite pensar que este tipo de partículas pueden ser utilizadas como un mecanismo de control del flujo y de sus características turbulentas, sin la necesidad de un aumento de la energía consumida para transportarlo.

Partículas de baja y alta densidad

Para estos experimentos se utilizaron las mismas condiciones de mallado que para el caso con partículas de aluminio, así como, las mismas características de las partículas (Diámetro y cantidad de partículas). Al realizar simulaciones numéricas con partículas de densidad diferente, fue posible evaluar si tal como se presumía inicialmente, la densidad de las partículas,

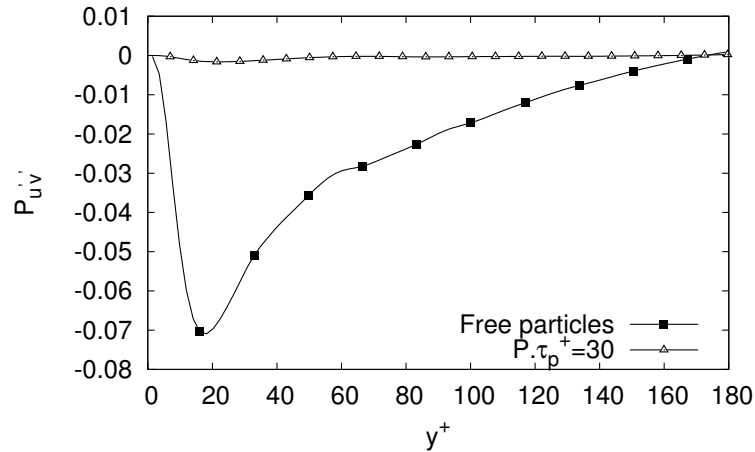


Figura 4.10: Perfil de producción turbulenta para el término wv del tensor de esfuerzos de Reynolds para el caso de producción con partículas de aluminio normalizado con u_τ . $P.\tau_p^+ = 30$: $u_\tau = 0,03$; *Free particles* : $u_\tau = 0,035$ (Canal sin la presencia de partículas sólidas)

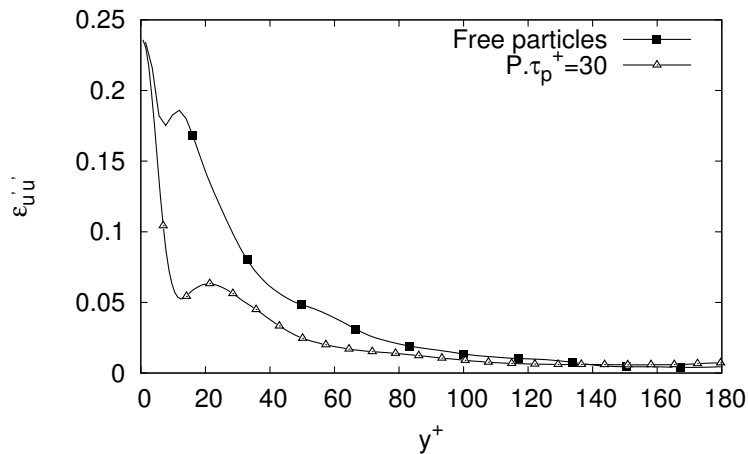


Figura 4.11: Perfil de disipación viscosa para el término uu del tensor de esfuerzos de Reynolds para el caso de producción con partículas de aluminio normalizado con u_τ . $P.\tau_p^+ = 30$: $u_\tau = 0,03$; *Free particles* : $u_\tau = 0,035$ (Canal sin la presencia de partículas sólidas)

representada indirectamente en este estudio por el tiempo de respuesta de las partículas, tiene un efecto directo en las pérdidas de energía por efectos de arrastre que se presentan en la fase de transporte.

Otro aspecto que se quiso evaluar en este trabajo se enfoca en estudiar el efecto que tiene el tiempo de respuesta de las partículas en el tiempo de estabilización y reorganización del flujo. Así, se tomó como parámetro de referencia al término II. Este término fue calculado para cada

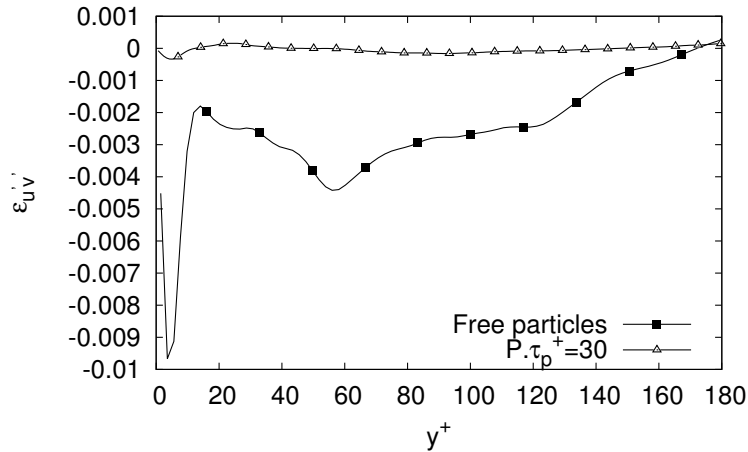


Figura 4.12: Perfil de disipación viscosa para el término uv del tensor de esfuerzos de Reynolds para el caso de producción con partículas de aluminio normalizado con u_τ . $P.\tau_p^+ = 30$: $u_\tau = 0,03$; *Free particles* : $u_\tau = 0,035$ (Canal sin la presencia de partículas sólidas)

uno de los casos, utilizando diferentes tiempos característicos de avances de las simulaciones. En tal sentido en las tablas 4.2 y 4.3, se presentan los valores de Π a los 50 y 150 tiempos característicos respectivamente.

Cuadro 4.2: Comportamiento de la velocidad de bloque U_b y el término Π para los casos: libre de partículas, partículas de goma, partículas de aluminio, partículas de plomo. Valores tomados luego de 50 tiempos característicos

Tipo de partículas	U_b (m/s)	Π
Sin Partículas	0.56	0.012
Densidad baja	0.56	0.012
Densidad media	0.56	0.009
Densidad alta	0.56	0.0012

Cuadro 4.3: Comportamiento de la velocidad de bloque U_b y el término Π para los casos: libre de partículas, partículas de goma, partículas de aluminio, partículas de plomo. Valores tomados luego de 200 tiempos característicos

Tipo de partículas	U_b (m/s)	Π
Sin Partículas	0.56	0.012
Densidad baja	0.56	0.012
Densidad media	0.56	0.009
Densidad alta	0.56	0.007

Al observar los resultados mostrados en las tablas 4.2 y 4.3 se presume que el tiempo de respuesta de las partículas tienen un efecto considerable en el desarrollo y reorganización del

flujo. Así, a medida que el tiempo de respuesta de las partículas aumenta, el flujo tiende a tener percibir los cambios debidos a la modulación turbulenta de forma más lenta. En tal sentido, se puede decir que existen efectos de las partículas en el comportamiento turbulento de este tipo de flujos que se presentan a corto plazo y otros que se presentan a largo plazo, y que dependen claramente del valor del tiempo de respuesta de las partículas usadas.

Por otra parte, de acuerdo con los resultados obtenidos en cada una de las simulaciones, se presentan en la tabla 4.4 el tiempo característico a partir del cual no se presentaron cambios del término II.

Cuadro 4.4: Tiempo característico (T_c) a partir del cual se estabilizó el término II para cada uno de los casos evaluados.

Tipo de partículas	T_c
Densidad baja	25
Densidad media	35
Densidad alta	120

Tal como se puede observar en la tabla 4.4 el tiempo que toman las partículas de alta densidad en estabilizarse es mucho mayor que al que se requiere para los dos casos con las densidades más bajas. Este comportamiento se refleja claramente en el tiempo requerido para cada simulación. Por tal motivo, en el presente capítulo solo se muestran los resultados obtenidos para los casos denominados de corto plazo. Así mismo, es importante resaltar que para el desarrollo de las simulaciones presentadas en los siguientes capítulos, se tomó como referencia una configuración y desarrollo de simulaciones con partículas de densidad media y perfiles de corto plazo.

Perfiles de velocidad Se puede observar en la figura 4.13 que los perfiles de velocidad obtenidos para cada tipo de partículas son diferentes, particularmente se observa como para los casos con mayor tiempo de respuesta de las partículas, los perfiles se desplazan hacia arriba; no obstante, para el caso con partículas de menor tiempo de respuesta, este efecto no es apreciable. Lo anterior representa un efecto uniformizador por parte de las partículas con mayores tiempos de respuesta, en conjunto con una disminución de la velocidad de fricción para estos casos.

Fluctuaciones de velocidad Cuando se evalúa el comportamiento de los términos fluctuantes de velocidad para estos casos, se observa que, el tiempo de respuesta de las partículas influye notablemente en el comportamiento turbulento del flujo (ver figuras 4.14, 4.15 y 4.16). Especialmente, se observa que las partículas de baja densidad generan un comportamiento

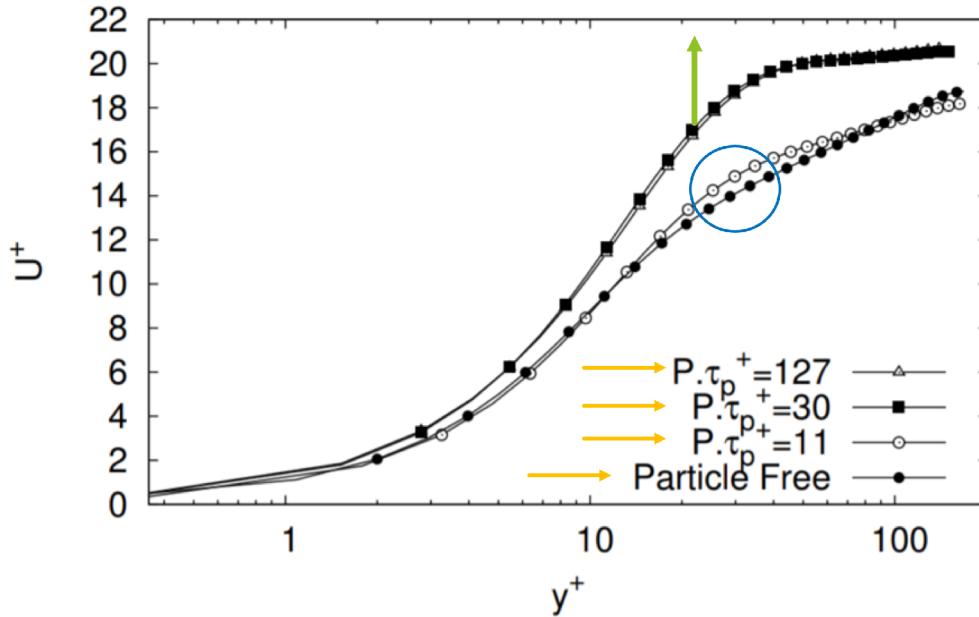


Figura 4.13: Comparación de perfiles de velocidad para todos los casos de producción (Aluminio ($P.\tau_p^+ = 30$); Plomo ($P.\tau_p^+ = 127$); Caucho ($P.\tau_p^+ = 11$)). Perfiles normalizados con la velocidad de fricción (Aluminio y Plomo: $u_\tau = 0,03$; Caucho y Free particles: $u_\tau = 0,035$) (Canal sin la presencia de partículas sólidas). Flechas amarillas indican resultados obtenidos en esta tesis. Flecha verde indica aumento de los perfiles en comparación al caso sin partículas.

similar de la fase de transporte a escalas equivalentes a la escala integral de turbulencia, al que generan las partículas de densidad media. No obstante, se reconoce que los niveles de atenuación o variación de las fluctuaciones generados por las partículas de baja densidad son menores que los generados por las partículas de mediana densidad. Por otra parte, al observar el comportamiento del flujo en la presencia de las partículas de alta densidad, se puede evidenciar que estas tienen un alto efecto atenuador sobre las fluctuaciones de velocidad de la fase de transporte. Tal atenuación, contrario a lo que sucede en los casos de partículas con baja y mediana densidad, es capaz de generar incluso una disminución del pico del perfil del término $r.m.s(u)$ por debajo del pico formado para el mismo término en el caso sin partículas.

De manera similar al caso con partículas de densidad media, se observa que tanto para las partículas de alta densidad como para las partículas de baja densidad, existe una tendencia de disminución de los niveles de fluctuación de velocidad de la energía cinética turbulenta de la fase de transporte, repercutiendo de esta manera en una subsecuente laminarización del flujo. Este efecto, es mayor para las partículas de alta densidad, tal como se puede evidenciar al observar el comportamiento de los contornos de velocidad en la dirección principal (Ver figuras 4.17 y 4.18) y el comportamiento de los perfiles de fluctuaciones de velocidad de la fase de transporte en comparación a un flujo sin partículas.

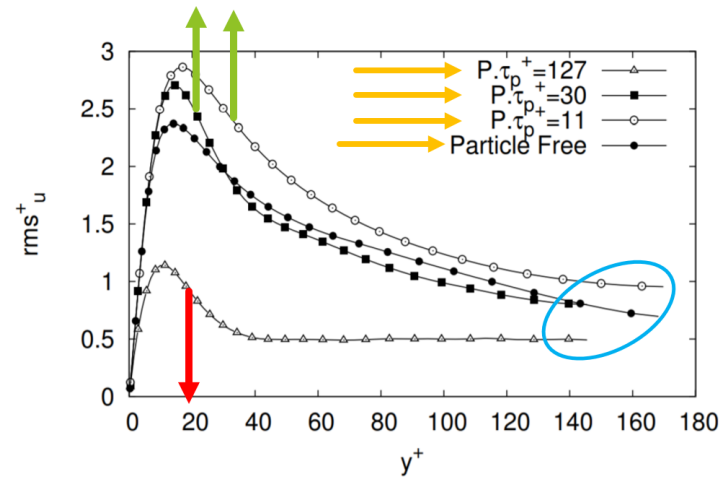


Figura 4.14: Comparación de perfiles de rms_u^+ (Canal sin la presencia de partículas sólidas) para todos los casos de producción normalizados con la velocidad de fricción. Particle Free: Canal sin la presencia de partículas sólidas. Flechas rojas indican disminución de los perfiles en comparación al caso sin partículas.

De acuerdo con los resultados anteriormente mencionados y con los datos que se muestran en el cuadro 4.2, fue posible reconocer indicios de que la presencia de partículas con bajos tiempos de respuesta (i.e $\tau_p^+ = 11$), no generan la atenuación de turbulencia necesaria en la fase de transporte para generar cambios significativos de los esfuerzos cortantes y esfuerzos de Reynolds, y que a su vez, permitan generar efectos de relaminarización significativos y por ende una subsecuente disminución del término fuente II. Por otra parte, las partículas con altos tiempos de respuesta (i.e $\tau_p^+ = 127$), generan los mayores niveles de atenuación de turbulencia y mayor efecto de relaminarización de la fase de transporte, así como los mayores niveles de disminución del término II.

El efecto de las partículas sobre el flujo también se puede evidenciar al observar el comportamiento de los contornos de velocidad instantánea para un plano xz y yz , en las mismas ubicaciones utilizadas anteriormente (Ver figuras 4.17, 4.18, 4.19 y 4.20). Así, se puede observar como la presencia de las partículas atenúan el comportamiento turbulento del flujo, siendo este efecto mayor para los casos con partículas con los valores de tiempo de respuesta mayores.

A la luz de los resultados anteriormente mostrados, se puede resaltar que, cuando el tiempo de respuesta de las partículas aumentó, el flujo tuvo una mayor tendencia a reorganizarse y a laminarizarse, disminuyendo con esto en mayor grado los niveles de intensidad turbulenta y con esto el valor del término II.

Por otra parte, algo interesante que se puede evidenciar de los resultados obtenidos en este trabajo, es que para todos los casos se obtuvo una atenuación de la turbulencia, lo cual

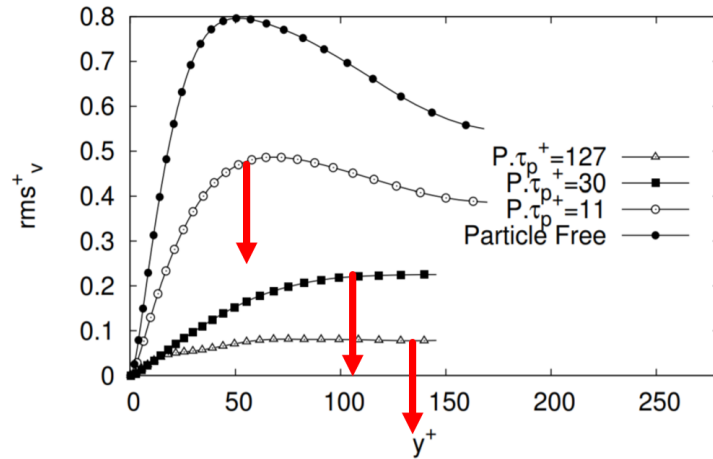


Figura 4.15: Comparación de perfiles de rms_v^+ para todos los casos de producción normalizados con la velocidad de fricción. Particle Free: Canal sin la presencia de partículas sólidas. Flechas rojas indican disminución de los perfiles en comparación al caso sin partículas.

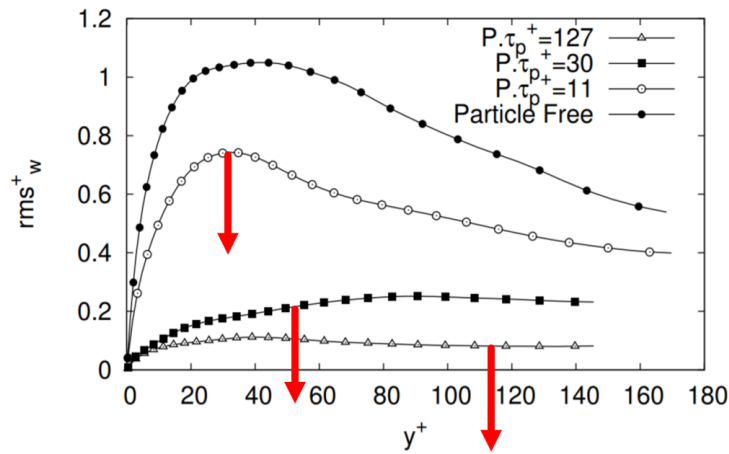


Figura 4.16: Comparación de perfiles de rms_w^+ para todos los casos de producción normalizados con la velocidad de fricción. Particle Free: Canal sin la presencia de partículas sólidas. Flechas rojas indican disminución de los perfiles en comparación al caso sin partículas.

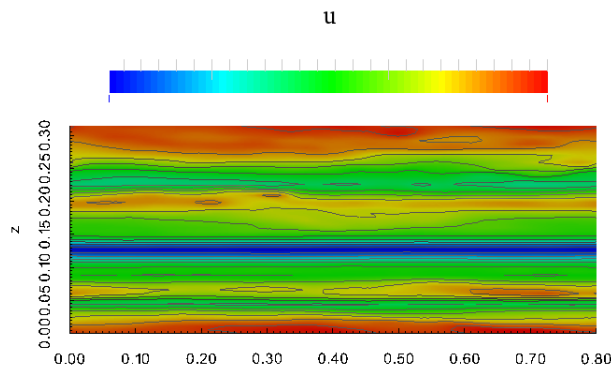


Figura 4.17: Contorno de velocidad instantánea en dirección streamwise en el plano xz para el flujo con partículas de plomo

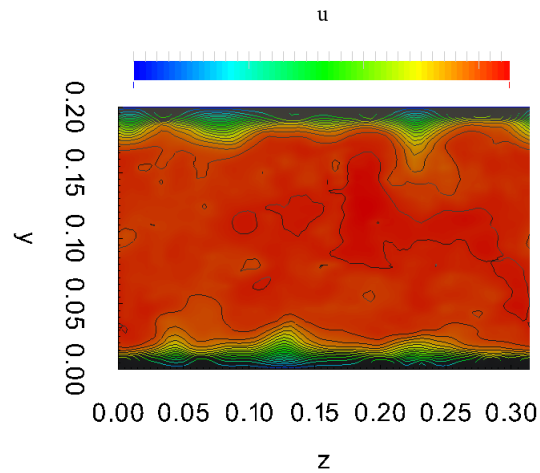


Figura 4.18: Contorno de velocidad instantánea en dirección streamwise en el plano yz para el flujo con partículas de plomo

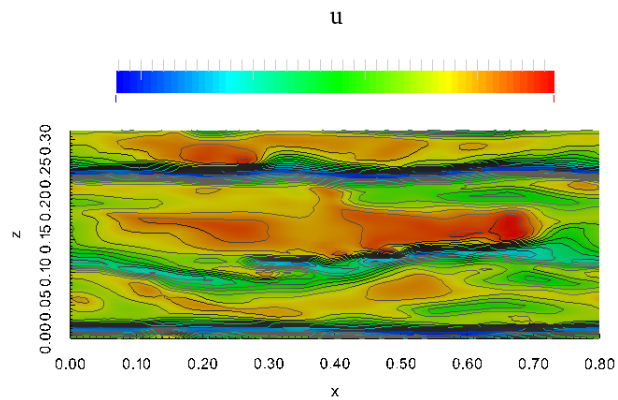


Figura 4.19: Contorno de velocidad instantánea en dirección streamwise en el plano xz para el flujo con partículas de caucho

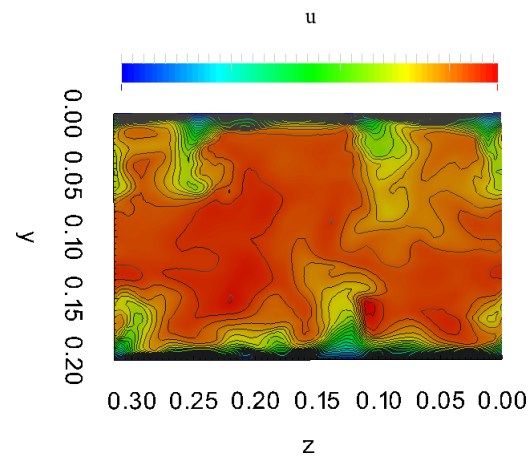


Figura 4.20: Contorno de velocidad instantánea en dirección streamwise en el plano yz para el flujo con partículas de caucho

concuenda con las observaciones de Gore y Crowe [50], quienes plantearon un valor crítico de diámetro de partículas a partir del que ocurría este fenómeno, hallazgo que ha sido corroborado en otros estudios experimentales y numéricos [40], [44], [110], [110] [90]. Así mismo, tal como ya se mencionó anteriormente las partículas de alta densidad son las partículas con mayor tiempo de respuesta y por ende las que generaron un valor mayor de fracción másica, siendo estas a su vez las partículas que generaron un mayor nivel de atenuación de la turbulencia, lo cual concuerda con las observaciones de Paris [112], así como lo planteado en los estudios de Wu et al. [146] y Balachandar y Eaton [9].

De acuerdo con lo mencionado anteriormente, es importante hacer notar que, el cambio existente en los tiempos de respuesta de las partículas, se realizó mediante cambios en la densidad del material de estas, es decir, se realizó un cambio en la fracción másica de las partículas, lo cual sugiere que puede existir un rango de fracción másica de partículas con el cual podría ser posible modular la turbulencia de forma más significativa y a su vez disminuir el término Π .

4.4. Influencia del número de Reynolds en la variación del término Π

Con la finalidad de evaluar la capacidad de reducción de los efectos de arrastre causados por las partículas para números de Reynolds mayores, se decidió configurar experimentos numéricos adicionales utilizando un arreglo de partículas similar al utilizado en las simulaciones con partículas de densidad media previamente mostrados en este capítulo. La configuración de cada uno de estos casos adicionales se presenta a continuación:

Cuadro 4.5: Características de las simulaciones adicionales

Caso	Re_τ	dp (μm)	τ_p	ρ_p (kg/m^3)	ϕ_v
A1	365	264	0.523	2700	0.001105
A2	950	264	0.523	2700	0.001105

Tanto para el caso de A1 como para el caso A2, se observa en las figuras ??, ?? y ??, un efecto atenuador de turbulencia, tal como el observado anteriormente en este capítulo para los casos con partículas similares y $Re_\tau = 180$. Particularmente, al evaluar el comportamiento del término Π en los casos con partículas, se evidencia que el mismo se reduce en aproximadamente un 37% y un 62% para $Re_\tau = 365$ y $Re_\tau = 950$ respectivamente. Lo anterior reafirma los resultados obtenidos en las secciones anteriores para el caso con partículas con densidad media. El comportamiento del término Π para cada uno de los casos evaluados se puede observar en

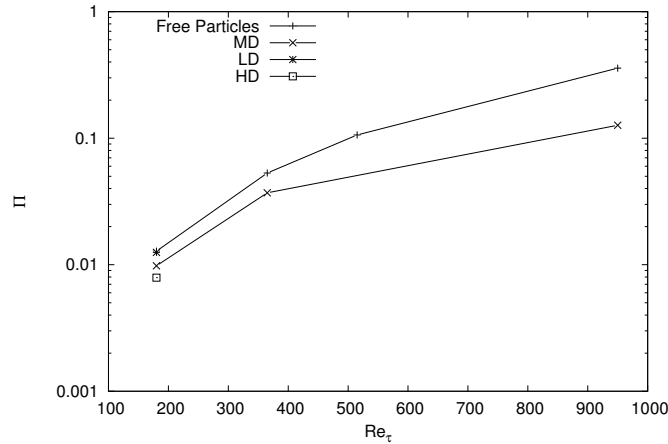


Figura 4.21: Variación del término Pi en cada simulación. LD: Simulaciones con partículas de baja densidad. MD: Simulaciones con partículas de mediana densidad. HD: Simulaciones con partículas de alta densidad. Free Particles: Simulaciones para flujos libres de partículas

la figura 4.21

4.5. Conclusiones

En el presente capítulo se han mostrado las capacidades de atenuación turbulenta que tienen las partículas sólidas con diámetros lo suficientemente pequeños. No obstante, a la luz de los resultados obtenidos, el diámetro de partícula no es el único parámetro a considerar para obtener este tipo de resultados.

Se observa que la capacidad de reducción de arrastre por parte de las partículas sólidas depende del nivel de interacción que exista entre estas y la fase de transporte, así como el nivel de inercia de las partículas. En tal sentido, las partículas con menor inercia no fueron capaces de producir suficiente relaminarización del flujo, y por tanto incapaces de producir efectos significativos de reducción de arrastre. Por otro lado, se puede evidenciar que a medida que aumenta el valor de la densidad del material de las partículas, y por consiguiente la fracción másica de estas, se generaran mayores niveles de relaminarización del flujo y una mayor disminución del término Π .

Capítulo 5

Caracterización de un flujo turbulento en canal con perturbaciones geométricas en la pared inferior para un bajo número de Reynolds

5.1. Introducción

Con base en lo mencionado anteriormente en la sección de antecedentes y hasta el mayor conocimiento del autor de esta investigación, no se han realizado estudios enfocados en caracterizar el efecto de utilizar perturbaciones geométricas como las que se presentan en este estudio, junto con la imposición de un movimiento oscilatorio en una de estas. Así, el objetivo de este capítulo es caracterizar un flujo turbulento a través de un canal con perturbaciones geométricas en forma de cavidad (negativas) y perturbaciones geométricas de perfil cuadrado salientes (positivas), para dos condiciones diferentes: (i) En el primer caso, dichas perturbaciones no se mueven, es decir, se encuentran completamente estacionarias y (ii) en el segundo caso, se impone un movimiento oscilatorio en la dirección *spanwise* a una de las perturbaciones tal como se explicó en el capítulo 3.

5.2. Modelo computacional

5.2.1. Características de las simulaciones

Tal como se mencionó anteriormente, en el presente capítulo se caracteriza el comportamiento de un flujo turbulento a través de un canal provisto de perturbaciones geométricas en una de las paredes. Para lograr esto, inicialmente se caracteriza el efecto que tiene sobre la dinámica turbulenta del flujo la presencia de un arreglo de perturbaciones geométricas salientes de la pared inferior del canal (positivas). Tales perturbaciones tienen un perfil cuadrado y ocupan toda la envergadura del canal (Ver figuras 5.1 y 5.2). Posteriormente, de manera similar al caso anterior, se realiza una caracterización del efecto que tiene sobre la dinámica turbulenta del flujo, la presencia de un arreglo de perturbaciones geométricas tipo cavidad (negativas), tales como las mostradas en la figuras 5.3 y 5.4.

Tanto para el arreglo con perturbaciones geométricas positivas como para las tipo cavidad, se estudiaron dos condiciones de funcionamiento diferentes. En la primera condición, todas las perturbaciones se encuentran estáticas y se trata de emular los trabajos de Leonardi et al. [82] y Dritselis [32]. Seguidamente, se prescribe un movimiento oscilatorio en una de las perturbaciones con la finalidad de evaluar el efecto que tiene este movimiento en el comportamiento turbulento del flujo. El movimiento oscilatorio prescrito está caracterizado por una función sinusoidal, la cual tiene una amplitud y periodo normalizados en unidades de pared de 100 y 12 respectivamente. Estos valores fueron tomados como referencias de los estudios de Quadrio y Ricco [118] y Quadrio et al. [119].

Las características de las perturbaciones geométricas y del dominio computacional en general, se pueden especificar de la siguiente manera: (i) Se utilizó una separación entre perturbaciones de $w/k = 7$ (Ver figuras 5.1 y 5.2). Dicha separación corresponde a uno de los valores utilizados por Leonardi et al. [82] y con el cual dicho autor observó el mayor grado de reducción de coeficiente de fricción de pared y el mayor aumento del coeficiente de arrastre de forma para un caso con perturbaciones positivas. (ii) Ambos tipos de perturbaciones tienen un perfil cuadrado y abarcan toda la envergadura del canal. (iii) Las condiciones de frontera se prescriben como cíclicas en las direcciones *streamwise* y *spanwise*, y condiciones de no deslizamiento e impermeabilidad en las paredes del canal. (iv) Se prescribe una velocidad de bloque tal, que se pueda encontrar un número de Reynolds de fricción de 180 para un canal liso basado en la media altura de este. (v) Para los casos en los cuales existe movimiento oscilatorio de una de las perturbaciones, los valores de A^+ y T^+ son de 100 y 12 respectivamente en donde $A^+ = A/u\tau$ y $T^+ = Tu_\tau^2/\nu$. Así, dada las condiciones de frontera que se prescriben en estas simulaciones, se estaría imponiendo un movimiento oscilatorio cada 5 perturbaciones.

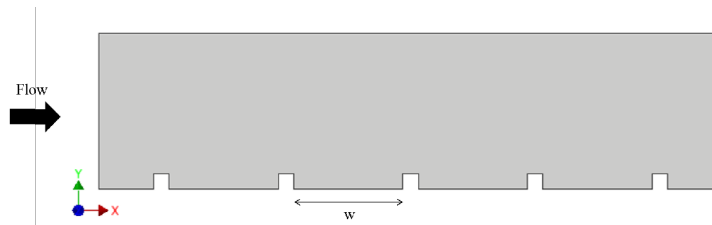


Figura 5.1: Canal con perturbaciones positivas.

(vi) Para todos los casos, las perturbaciones tienen una altura o profundidad equivalente al 10 % de la altura total del canal. En resumen, las simulaciones que se realizaron en este trabajo se pueden definir de la siguiente manera:

1. Canal con perturbaciones positivas estacionarias (CPPE)
2. Canal con perturbaciones negativas estacionarias (CPNE)
3. Canal con perturbaciones positivas oscilatorio (CPPO)
4. Canal con perturbaciones negativas oscilatorio (CPNO)

Para los casos con perturbaciones tipo cavidad, inicialmente se prescribió un campo de velocidad inestable con la finalidad de garantizar numéricamente la generación de movimientos de origen turbulento en el flujo. Una vez que el campo de velocidades y las demás propiedades alcanzaron un estado cuasi-estable en términos estadísticos, se simularon 30 tiempos característicos ($t_c = L_x/U_b$) adicionales que permitieron obtener las estadísticas necesarias para los análisis presentados en este trabajo.

Para los casos con perturbaciones positivas no fue necesario la prescripción de un campo turbulento inestable inicial. Por el contrario, se prescribió un campo inicial de velocidad con valores mayores que cero, de tal manera que la dinámica turbulenta del flujo se obtuvo como una consecuencia del choque entre el flujo con las perturbaciones geométricas. Al igual que para los casos con perturbaciones tipo cavidad, se utilizaron 30 tiempos característicos luego de desarrollado el flujo para generar todas las estadísticas turbulentas.

Finalmente, las ecuaciones gobernantes del modelo computacional son las mismas que las explicadas en el capítulo tres. Ya que en este capítulo no se prescriben partículas sólidas, solo se usarán las ecuaciones de la fase de transporte. Así mismo, al igual que en el capítulo 4, se utilizará el modelo CS para modelar los efectos turbulentos del flujo.

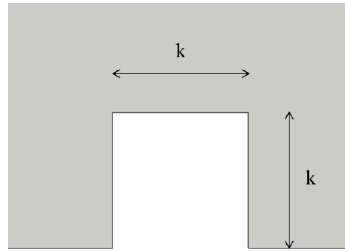


Figura 5.2: Detalle de perturbaciones positivas

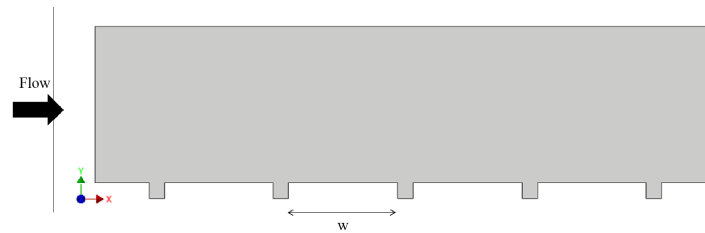


Figura 5.3: Canal con perturbaciones negativas.

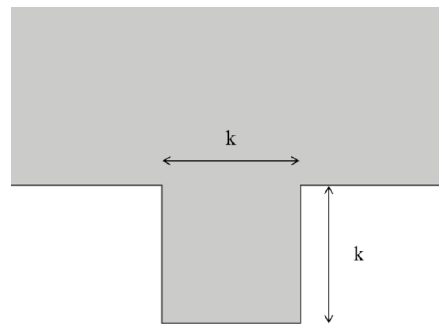


Figura 5.4: Detalle de perturbaciones negativas.

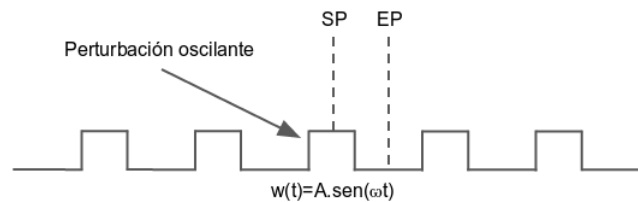


Figura 5.5: Detalle de la perturbación oscilante y líneas a través de las cuales se han construido los perfiles de este capítulo para los casos con perturbaciones positivas. EP: Entre perturbaciones; SP: Sobre perturbación. Nota: Para el caso con perturbaciones tipo cavidad se sigue una metodología y posición de los perfiles similares al caso con perturbaciones positivas.

5.3. Resultados y discusión

Con el fin de mostrar los resultados de una forma concisa y clara, se clasificaron los diferentes casos de acuerdo con la información mostrada en la sección 5.2.1. Así, los resultados se muestran como una comparación entre el comportamiento turbulento del flujo para cada tipo de perturbación geométrica contra los resultados de un flujo turbulento similar en un canal completamente liso. De esta manera, es posible caracterizar, el efecto que tiene cada tipo de perturbación sobre la dinámica turbulenta del flujo.

En los casos con perturbaciones geométricas, los perfiles de velocidad promedio, fluctuaciones de velocidad, y términos del presupuesto de energía cinética turbulenta se presentan sobre dos líneas verticales ubicadas en dos posiciones diferentes de la geometría. Así, para los casos estacionarios se estudian los perfiles en las siguientes posiciones: i) Perfil promediado de forma espacial en la dirección *spanwise* y construido justo por encima de la perturbación de la tercera perturbación (SP) (Ver figura 5.5); ii) Perfil promediado de forma espacial en la dirección *spanwise* y construido en la mitad de la separación de la tercera y cuarta perturbación (EP) (Ver figura 5.5). Para los casos oscilatorios se estudian los perfiles en las mismas posiciones que para el caso estacionario (SP y EP). Así, en la posición SP, los perfiles se construyen sobre la perturbación oscilante y en la posición EP, estos se construyen en la mitad de la separación entre la perturbación oscilante y la inmediatamente siguiente (Ver figura 5.5. En los casos oscilatorios no se realiza promediado espacial en la dirección *spanwise* dado que el movimiento oscilatorio hace que no exista homogeneidad del flujo en esta dirección. Finalmente, para los casos con perturbaciones negativas se presentan los perfiles en posiciones similares que para el caso con perturbaciones positivas.

5.3.1. Perturbaciones estacionarias

Líneas de corriente

Con la finalidad de evaluar la capacidad de reproducir el comportamiento turbulento y dinámico del flujo por parte del modelo de turbulencia utilizado en este capítulo, inicialmente se comparó el comportamiento de las líneas de corriente promedio obtenidas para el caso con perturbaciones positivas contra los resultados obtenidos por Leonardi et al. [82] y Dritselis [32]. Es importante destacar que, a diferencia de los trabajos anteriormente mencionados, en donde se realizó un promedio temporal y espacial en las direcciones *streamwise* y *spanwise* para obtener los campos promediados de interés, en el presente trabajo solo se realizó promedio temporal y espacial en la dirección *spanwise*.

Perturbaciones positivas Al comparar las figuras 5.6, 5.7 y 5.8, se puede observar que las líneas de corriente obtenidas con el modelo de turbulencia utilizado en este trabajo, reproducen de excelente forma el comportamiento de las líneas de corriente obtenidas en los estudios de Leonardi et al. [80] y Dritselis [32], incluyendo la formación de un vórtice principal, el cual tiene una longitud de reenganche menor a la distancia de separación entre perturbaciones, así como la formación de dos vórtices secundarios entre el vórtice principal y las paredes verticales de las perturbaciones. Para realizar la comparación, se tomaron como referencia las líneas de corriente que se forman entre dos perturbaciones cualquiera dado que para los casos estáticos, el comportamiento de las líneas de corriente es idéntico entre cualquier par de perturbaciones estudiado.

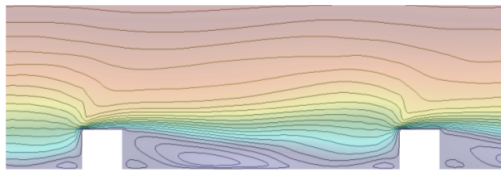


Figura 5.6: Líneas de corriente para caso estacionario con perturbaciones positivas.

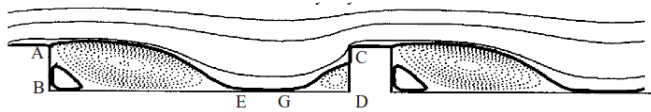


Figura 5.7: Líneas de corriente para caso estacionario obtenidas por Leonardi et al. [80]

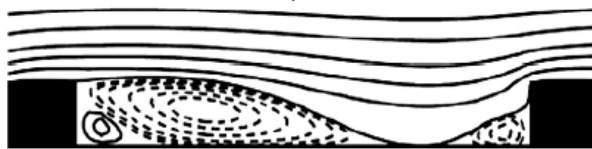


Figura 5.8: Líneas de corriente para caso estacionario obtenidas por Dritselis [32]

Perturbaciones negativas Por otra parte, en la figura 5.9 se pueden observar las líneas de corriente que se forman cuando se introducen rugosidades negativas en la pared inferior del canal. Se puede observar claramente que en este caso no existen zonas de recirculación fuera de las cavidades y, que dentro de estas se genera un vórtice. Este vórtice que se presenta dentro de cada una de las cavidades tiene un comportamiento es similar al muy bien estudiado *lid driven cavity flow*. Así, el flujo que se presenta dentro de las cavidades tiene la particularidad de presentar un comportamiento del tipo oscilatorio, generándose en consecuencia cambios notables en los campos de presión y velocidad, tal como es expresado en gran variedad de estudios [31] [16] [127] [86] (Ver apéndice 1 para mayor información).

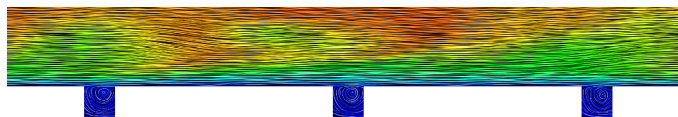


Figura 5.9: Líneas de corriente para caso estacionario con perturbaciones negativas.

Coefficiente de fricción de pared

El coeficiente de fricción de pared es un coeficiente adimensional que representa la proporcionalidad entre las fuerzas de fricción por unidad de área y el esfuerzo cortante en la pared. Para el presente estudio, este parámetro representa uno de los aspectos principales a caracterizar debido a su aporte en la comprensión de la forma en como se comporta la distribución de energía cinética turbulenta del flujo. Al respecto, el coeficiente de fricción se puede expresar matemáticamente como:

$$C_f = \frac{\tau_w}{\rho U_b^2} \quad (5.1)$$

Perturbaciones positivas Para el caso con perturbaciones positivas, Leonardi et al. [82] expresa que para una separación entre perturbaciones de $w/k = 7$, existe una disminución máxima del coeficiente de fricción de pared comparado con el valor que se obtiene para un canal liso con la misma velocidad de bloque. En la Figura 5.10 se puede observar como este coeficiente cambia de valor a lo largo de la pared inferior que separa las perturbaciones, reafirmando con esto la influencia de las zonas de recirculación anteriormente mencionadas. Al analizar a profundidad el comportamiento de las líneas de corriente y el comportamiento del coeficiente de fricción, se puede notar que la presencia de este tipo de perturbaciones geométricas genera zonas con gradientes de presión adversos, las cuales traen como consecuencia aumentos del arrastre de forma y, por ende, en la energía necesaria para mover el flujo en la dirección principal.

Perturbaciones negativas Para el caso con perturbaciones negativas se puede observar un claro diferenciamiento del comportamiento del coeficiente de fricción dentro de las cavidades y fuera de ellas. Inicialmente, se observa que dentro de la cavidad el valor de C_f es prácticamente nulo, lo cual parece indicar que en esta zona aún cuando existe un movimiento en forma de vórtice o remolino no se presentan valores significativos de esfuerzos cortantes en comparación a los presentados en el flujo principal. Así mismo, para la zona de la pared fuera de la cavidad se observa que se presenta un valor de coeficiente de fricción mayor al que generalmente se obtiene para un canal completamente liso ($C_f = 0,0075$) para un número de Reynolds de

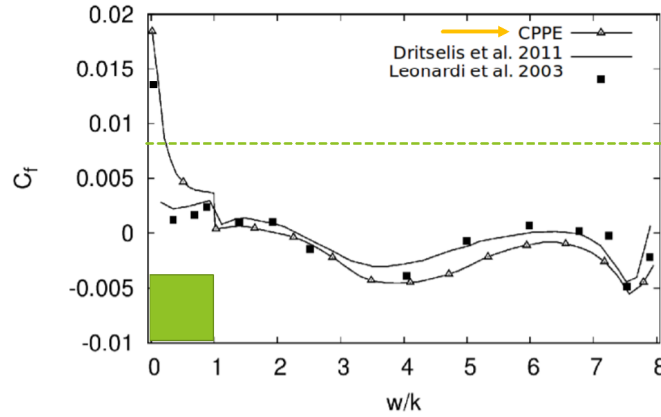


Figura 5.10: Coeficiente de fricción de pared para caso estacionario con perturbaciones positivas. Comparación con Dritselis y Vlachos [37] y Leonardi et al. [82]. La línea punteada verde representa el valor de C_f para un canal liso.

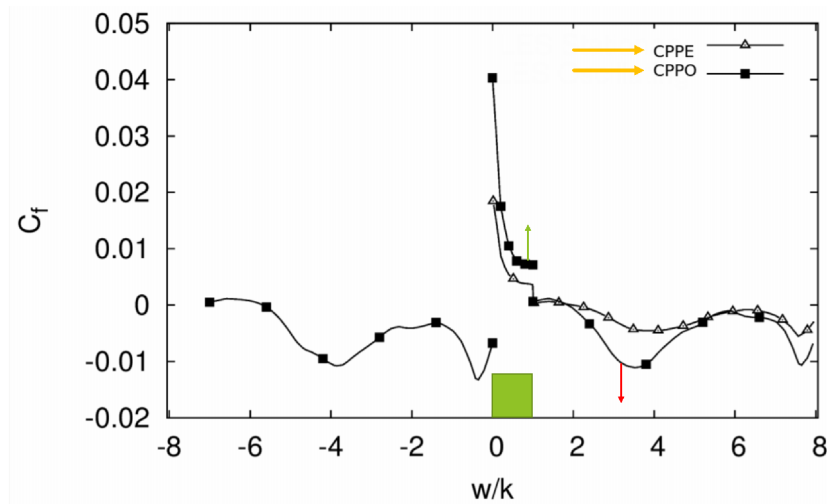


Figura 5.11: Coeficiente de fricción de pared para caso estacionario con perturbaciones tipo cavidad. Comparación con caso oscilatorio.

fricción equivalente.

Al comparar el comportamiento del coeficiente de fricción, tanto para el caso con perturbaciones positivas como para el caso con perturbaciones tipo cavidad contra un canal completamente liso, se puede expresar que las perturbaciones tipo cavidad generan un aumento del coeficiente de fricción en las superficies presentes entre cada una las cavidades. Contrariamente, para el caso con perturbaciones positivas, se presentan disminuciones del coeficiente de fricción para la misma superficie entre perturbaciones.

Perfil de velocidad

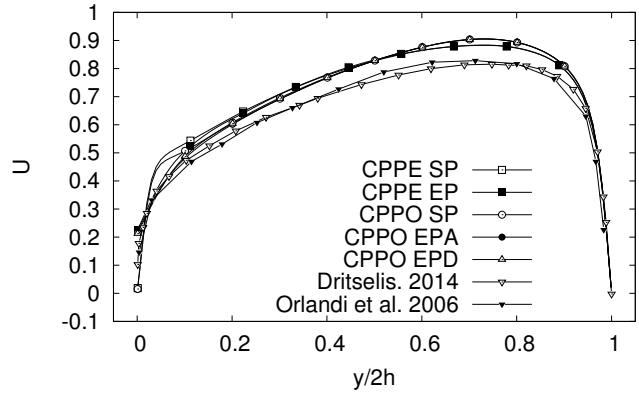
Perturbaciones positivas En la figura 5.12, se pueden observar los perfiles de velocidad promedio en la dirección principal del flujo, así como los perfiles obtenidos por Leonardi et al. [82] y Dritselis [32]. Se ve que las perturbaciones positivas generan un desplazamiento significativo del pico del perfil hacia la pared superior del canal (Ver figura 5.12). Este cambio en el perfil de velocidad genera un mayor esfuerzo cortante en la pared superior en comparación al obtenido en un canal completamente liso. Lo anterior se puede evidenciar al comparar los valores de velocidad de fricción en la pared superior para el caso con perturbaciones positivas y para un canal completamente liso. Al respecto, se observa que las velocidades de fricción obtenidas para cada caso son 0.045 y 0.035 respectivamente.

Perturbaciones negativas Contrario a lo que sucede para el caso con perturbaciones positivas, para el caso con perturbaciones negativas no se observa un desplazamiento evidente del pico en el perfil de velocidad promedio en la dirección principal del flujo. Al respecto, en la figura 5.12 se observa que el valor de velocidad máxima respecto a un canal completamente liso no sufre cambios significativos, dando indicios de que el efecto de este tipo de perturbaciones está relacionado básicamente con el comportamiento de las escalas más pequeñas de turbulencia.

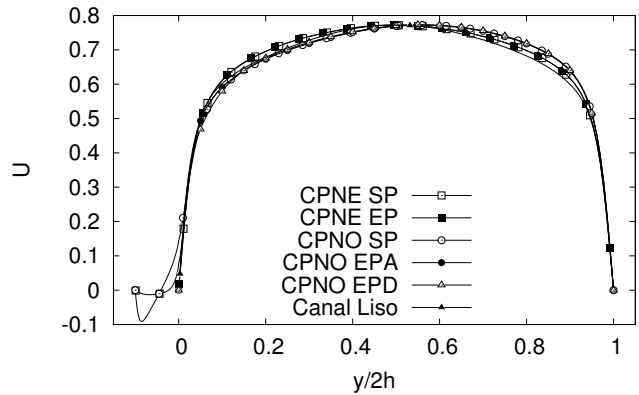
Fluctuaciones de velocidad

Perturbaciones positivas En la figura 5.13, se observa el comportamiento de las fluctuaciones de velocidad en cada una de las direcciones del flujo para el caso con perturbaciones positivas. Para los términos evaluados, es notable como los niveles de turbulencia aumentan tanto en regiones cercanas a la pared como en la zona central del canal (Para referencia de los niveles de fluctuaciones en canales lisos, el lector es referido al Capítulo 3 y al apéndice B). Lo anterior representa un efecto directo de la desviación que sufre el flujo por la presencia de este tipo de perturbaciones, lo cual genera un mayor nivel de transferencia de energía por efectos turbulentos.

Perturbaciones negativas Para el caso con perturbaciones negativas se puede observar en las figuras 5.14, que existe una atenuación de los niveles de fluctuaciones para las direcciones normal a la pared y *spanwise* en comparación a un canal completamente liso de 8% y 11,6% respectivamente para los perfiles sobre perturbación. En la dirección *streamwise* se observa por el contrario, un aumento de aproximadamente 17% en los valores de rms” de las fluctuaciones



(a) Perturbaciones positivas



(b) Perturbaciones tipo cavidad

Figura 5.12: Perfiles de velocidad promedio en la dirección *streamwise* normalizada con U_c . Siendo U_c la velocidad en la línea central del canal. Comparación con Dritselis [32] y Orlandi et al. [108] para los casos con perturbaciones positivas. Los resultados presentados para canal liso en los perfiles de perturbaciones negativas, corresponden a resultados presentados para tal geometría en este estudio en capítulos anteriores

de velocidad en comparación a un canal liso. De la misma manera, se observa que existe una diferencia en el comportamiento de las fluctuaciones de velocidad, tanto en la dirección normal a la pared, como en la dirección *spanwise*, cuando se evalúan en regiones por encima de las cavidades y en regiones entre cavidades. Tal variación, parece estar relacionada con las observaciones de Choi y Fujusawa [19], quien indica que este tipo de perturbaciones se comportan como elementos de amortiguación de la energía cinética del flujo principal. No obstante, este efecto amortiguador no se presenta en la dirección principal del flujo.

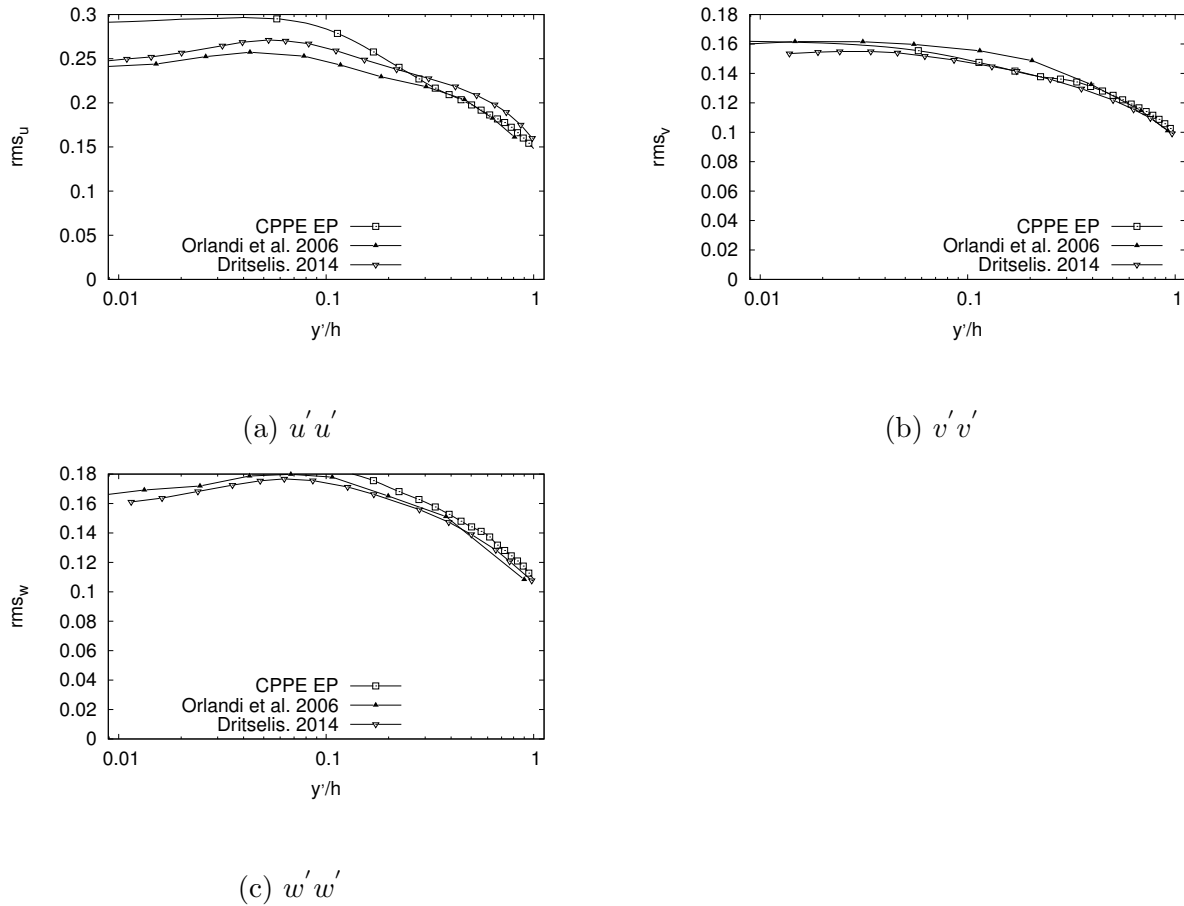


Figura 5.13: Comportamiento de las fluctuaciones de velocidad para canal con perturbaciones positivas estacionarias. Perfiles normalizados con U_b . Comparación con Dritselis [32] y Orlandi et al. [108]

Estructuras coherentes

El comportamiento de las estructuras coherentes que se genera como consecuencia de la dinámica turbulenta que gobierna al flujo, puede ser utilizado para caracterizar la influencia de las perturbaciones geométricas en el comportamiento turbulento de este. Así, con la finalidad de identificar este tipo de estructuras, en el presente trabajo se utilizó el criterio Q propuesto por Hunt et al. [56]. El criterio Q es un mecanismo que se utiliza para identificar estructuras coherentes tanto de naturaleza vortical como rotacional. Así, Hunt et al. [56] define a un vórtice como una región del flujo conectada con un valor positivo del segundo invariante del tensor de gradiente de velocidad. El criterio Q permite identificar estructuras coherentes que tienen naturalezas de formación diferentes. En este sentido, este criterio diferencia las estructuras coherentes que se forman como consecuencia de la presencia de esfuerzos cortantes en el flujo, de aquellas estructuras coherentes que tienen su origen en los movimientos vorticales propios

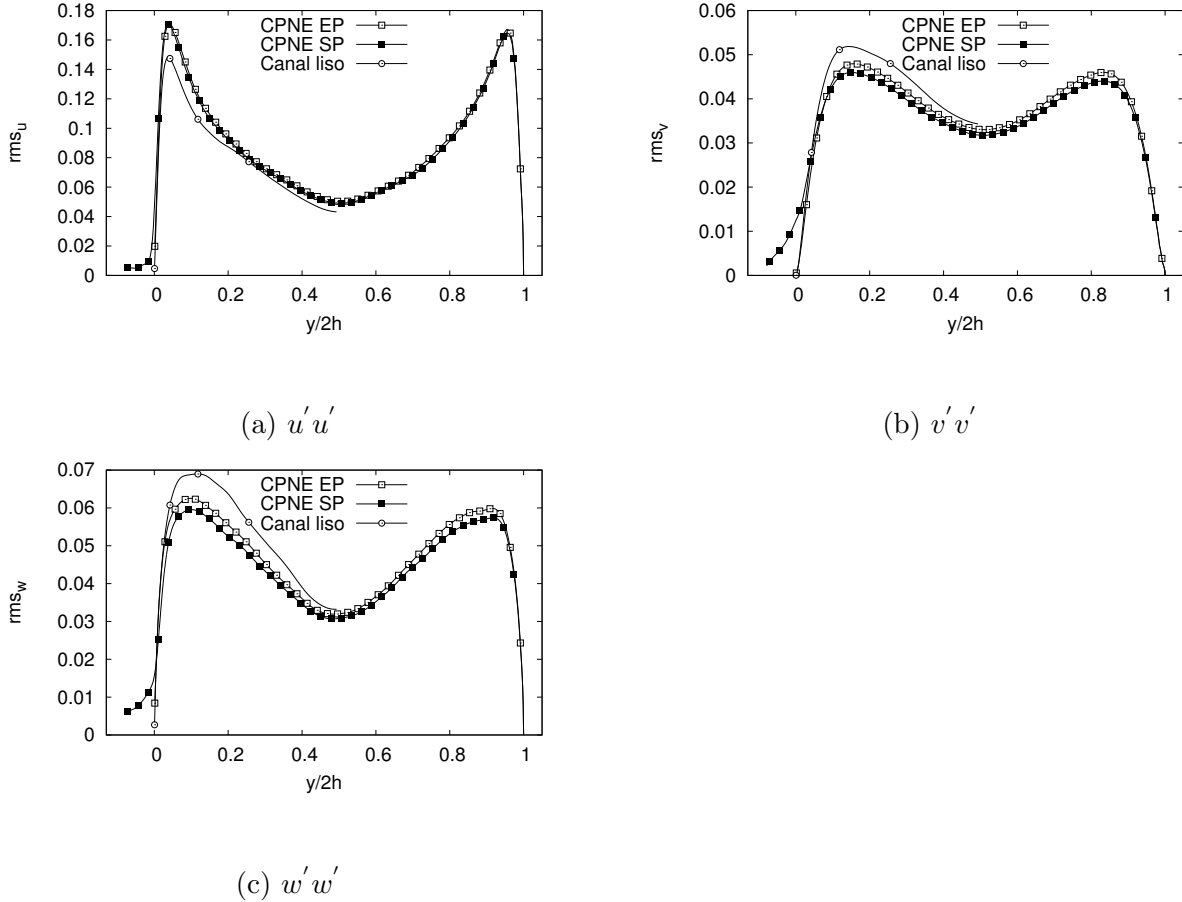


Figura 5.14: Comportamiento de las fluctuaciones de velocidad para canal con perturbaciones negativas estacionarias. Perfiles normalizados con U_b . Los resultados para canal liso corresponden a resultados presentados para tal geometría en capítulos anteriores

del flujo.

Con la finalidad de evaluar la influencia que tienen las perturbaciones geométricas a la pared inferior impuestas en este capítulo, se seleccionaron dos valores de referencia (*Thresholds*) para visualizar la formación de este tipo de estructuras. Así, un valor de Q mayor indica estructuras con mayores niveles de vorticidad asociados y unos valores de Q cercanos a cero indican estructuras de naturaleza vortical pero con intensidad de vorticidad leve. Dado que en la revisión bibliográfica realizada no se encontraron evidencias acerca de los valores de referencias de Q a utilizar para hacer este tipo de análisis, se tomaron dos valores de Q , y así poder evaluar el efecto de las perturbaciones geométricas para estructuras Q con altos niveles de vorticidad ($Q = 70$) y estructuras Q con bajos niveles de vorticidad ($Q = 5$)

Al observar las Figuras 5.15, 5.16 y 5.17 se puede evidenciar que ambos tipos de perturbaciones tienen una influencia importante en la formación de estructuras coherentes. Particularmente, las perturbaciones positivas generan un mayor cambio de las mismas en comparación a



Figura 5.15: Estructuras coherentes tipo Q, formadas en un canal completamente liso

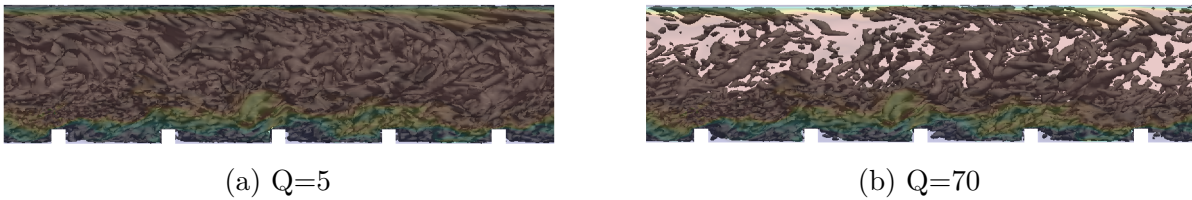


Figura 5.16: Estructuras coherentes tipo Q, formadas en un canal con perturbaciones positivas estacionarias

un canal liso. Se puede observar que las perturbaciones positivas generan una zona de mayor formación de estructuras en las zonas cercanas a dichas perturbaciones, por lo que en esas zonas se presume puede existir altas zonas de producción turbulenta y disipación de energía. Caso contrario sucede con las perturbaciones negativas, en donde parece existir una atenuación en la formación de este tipo de estructuras, lo cual parece ser consecuencia de la modulación de la turbulencia que se presenta en estos casos.

Presupuesto de energía cinética turbulenta

En el presente capítulo, solo se analizaron los términos de producción turbulenta y disipación viscosa. Tal decisión se fundamentó en el hecho de que el efecto inmediato de la presencia de las perturbaciones geométricas se da en regiones cercanas a la pared, y precisamente son estos dos términos los que mayor aporte brindan en la distribución y transporte energía cinética turbulenta [103] [34]. Así mismo, dado que este tipo de flujo tiene una dirección principal

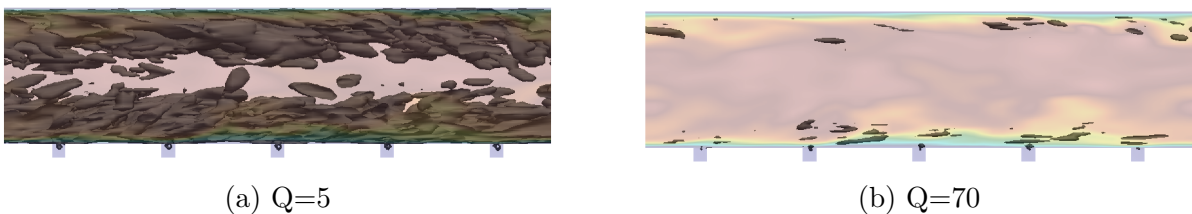


Figura 5.17: Estructuras coherentes tipo Q, formadas en un canal con perturbaciones negativas estacionarias

claramente definida y que la presencia de las perturbaciones genera un desvío en la dirección del mismo hacia la dirección vertical, solamente se analizará el comportamiento de los términos de producción turbulenta y disipación viscosa para las componentes $u'u'$ y $u'v'$ del tensor de esfuerzos de Reynolds.

Producción turbulenta

Perturbaciones positivas En la figura 5.18 se puede observar como se comportan los perfiles de producción turbulenta para los términos de fluctuación en la dirección del flujo principal ($u'u'$) y para el término mixto ($u'v'$) del tensor de esfuerzos de Reynolds. Para cada caso se analiza el perfil justo encima de cada una de las perturbaciones, así como en el punto medio de separación entre estas.

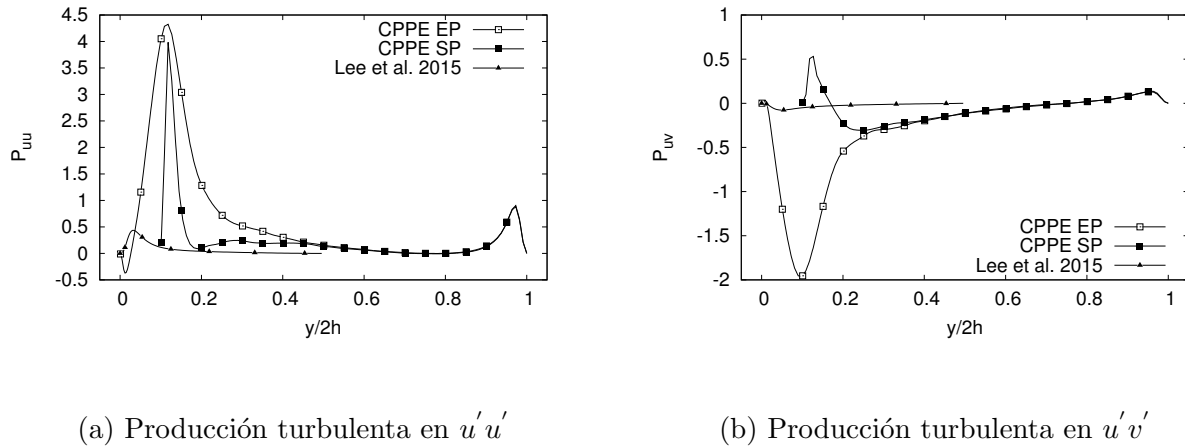
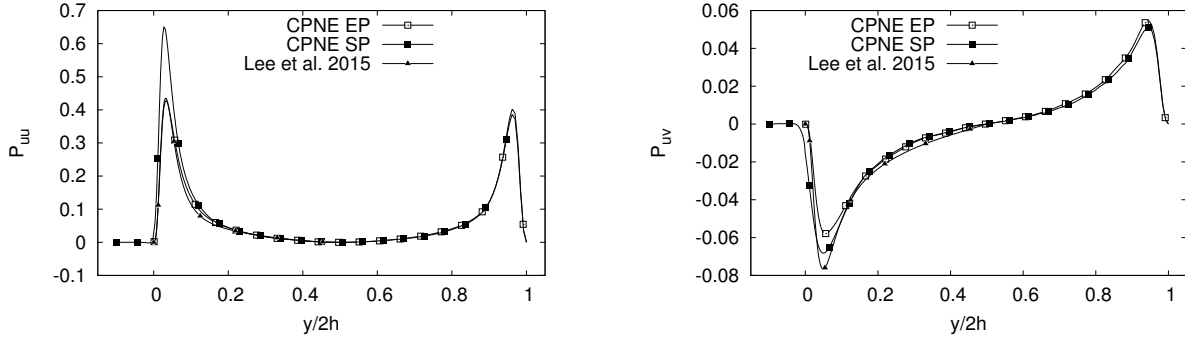


Figura 5.18: Canal con perturbaciones positivas estacionarias. Comparación con resultados para canal liso de Lee y Moser [77]

Se puede evidenciar que para el caso con perturbaciones positivas, de manera similar a lo observado anteriormente en el comportamiento de las estructuras tipo Q, las perturbaciones positivas inducen mayores variaciones en el comportamiento de la producción turbulenta para ambos términos analizados. Entre las variaciones más relevantes se pueden mencionar aumentos en los niveles de producción turbulenta y movimiento del pico del perfil hacia regiones centrales del canal en comparación a un canal completamente liso.

Así mismo, se puede evidenciar que, en las regiones de recirculación, también se observa un aumento de los niveles de producción turbulenta, lo que claramente representa un cambio considerable en los mecanismos de transporte y de distribución de energía cinética turbulenta. Particularmente, estos cambios son mayores en la dirección principal del flujo, siendo esto último, una clara representación del efecto que tienen las perturbaciones geométricas positivas



(a) Producción turbulenta en $u'u'$

(b) Producción turbulenta en $u'v'$

Figura 5.19: Canal con perturbaciones negativas estacionarias. Comparación con resultados para canal liso de Lee y Moser [77]

en el movimiento del flujo principal al chocar con estas.

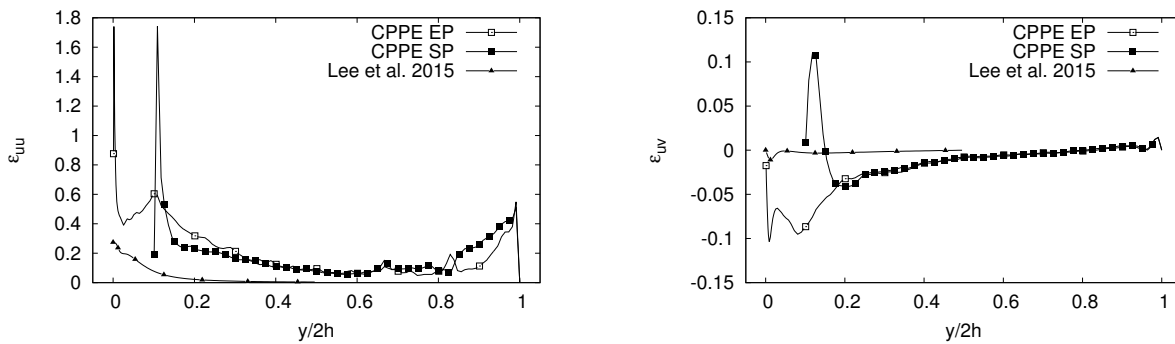
De igual forma, es importante resaltar que, en las zonas de recirculación formadas antes y después de cada perturbación se generan valores de producción turbulenta negativos para el término mixto del tensor de esfuerzos de Reynolds. Sin embargo, esto no significa que exista un fenómeno de *backscattering*, sino que por el contrario es un efecto directo del cambio en la dirección del flujo en esta región.

Perturbaciones negativas Para el caso con perturbaciones negativas, tal como se muestra en la figura 5.19, se puede evidenciar que el comportamiento de la producción turbulenta cambia dependiendo del término del tensor de esfuerzos de Reynolds analizado. Para el término $u'u'$ no se evidencia un aumento de la producción turbulenta cuando el perfil se evalúa en la zona entre perturbaciones. No obstante, cuando estos perfiles se evalúan encima de las perturbaciones, se observa un aumento considerable la producción turbulenta en comparación a un canal completamente liso. Por otra parte, cuando se evalúa el término $u'v'$, se observa que en ambas posiciones, el perfil de producción turbulenta disminuye en comparación a un canal completamente liso, siendo mayor la disminución para el perfil evaluado la zona entre perturbaciones. Lo anterior parece indicar que el efecto de este tipo de perturbaciones es un efecto de tipo local, y que afecta considerablemente al flujo tanto en la dirección principal del flujo (aumento de la intensidad turbulenta) y en la dirección normal a la pared (disminución de la intensidad turbulenta). Así mismo, se observa que este tipo de perturbaciones no generan un desplazamiento del perfil, lo cual hace de este tipo de perturbaciones una alternativa a tomar en cuenta cuando se requiera modificar la forma en como la energía cinética turbulenta se transporta y distribuye sin afectar de forma considerable la dinámica integral del flujo de

un canal completamente liso.

Disipación viscosa

Perturbaciones positivas En cuanto al comportamiento de la disipación viscosa, se observa que este es considerablemente afectado por la presencia de las perturbaciones positivas. En este sentido, cuando se evalúa el perfil de disipación viscosa en regiones por encima de las perturbaciones, tal como se muestra en la figura 5.20 se puede observar un aumento en el valor pico del perfil de disipación viscosa a un nivel de aproximadamente $y/2h = 0,12$, tal como sucede con el término de producción turbulenta. Lo anterior parece indicar que, en esta región se genera un alto intercambio de momento por efectos turbulentos entre la corriente del flujo principal que no es directamente afectado por la presencia de las perturbaciones y el flujo que ha sido desviado desde la pared inferior hacia otras zonas del canal debido al choque con estas últimas.



(a) Disipación viscosa en $u'u'$

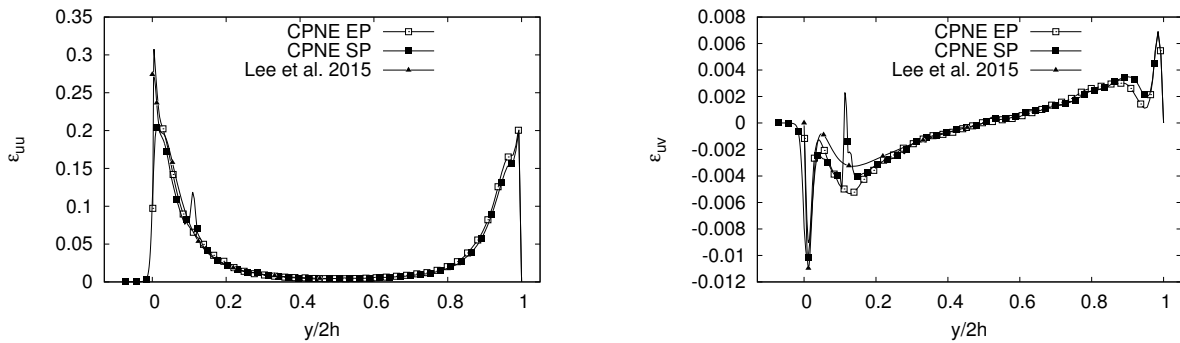
(b) Disipación viscosa en $u'v'$

Figura 5.20: Perfiles de disipación viscosa para canal con perturbaciones positivas estacionarias. Comparación con resultados para canal liso de Lee y Moser [77]

En la zona entre perturbaciones perturbaciones, se observa para el caso con perturbaciones positivas, que para ambos componentes del tensor de esfuerzos de Reynolds evaluados, los valores máximos se presentan en regiones muy cercanas a la pared. Así mismo, se observa que el aumento del término de producción turbulenta es mayor que el que se observa para el término de disipación viscosa. Esta observación se hace más evidente para el término uu , para el cual los valores pico de producción turbulenta alcanzan a aumentar inclusive en 9 veces el valor que se tendría en un canal completamente liso.

Perturbaciones negativas Para el caso con perturbaciones negativas, de forma general no existen variaciones significativas en los perfiles de disipación viscosa en comparación con canal

completamente liso. Sin embargo, una característica notable para este caso corresponde a la formación de un pico de disipación en un valor de alrededor de $y/2h = 0,15$, el cual no se presenta ni para un canal completamente liso ni para un canal con perturbaciones positivas. Este pico, puede ser considerado como una consecuencia directa del movimiento vortical que se genera dentro de las cavidades, el cual de acuerdo con estudios anteriores [5] [2], es un movimiento que se presenta de forma inestable y a diferentes escalas. Así, se presume que este movimiento estimula la aparición de cambios en los mecanismos de disipación de energía cinética turbulenta por efectos viscosos.



(a) Disipación viscosa en $u'u'$

(b) Disipación viscosa en $u'v'$

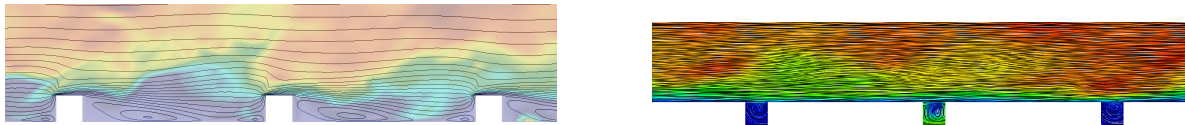
Figura 5.21: Perfiles de disipación viscosa para canal con perturbaciones negativas estacionarias. Comparación con resultados para canal liso de Lee y Moser [77]

5.3.2. Casos oscilatorios

Una vez caracterizada la influencia que tienen tanto las perturbaciones geométricas positivas como tipo cavidad en la dinámica turbulenta del flujo, se procedió a evaluar si este comportamiento se ve afectado al inducir un movimiento oscilatorio en la dirección *spanwise* en una de las perturbaciones. Las características del movimiento oscilatorio impuesto fueron presentadas más arriba en este capítulo.

Líneas de corriente

Perturbaciones positivas Para el caso con perturbaciones positivas, tal como se muestra en la figura 5.22, no existe mayor cambio en el comportamiento de las líneas de corriente en la dirección del flujo principal, así como en la ubicación de los vórtices primarios, secundarios y zonas de recirculación en comparación al caso estacionario.



(a) Perturbaciones positivas

(b) Perturbaciones negativas

Figura 5.22: Líneas de corriente para casos con perturbación oscilante

Perturbaciones negativas Por el contrario, para el caso con perturbaciones negativas se observa que el movimiento oscilante genera una mayor definición del vórtice principal dentro de la cavidad a la cual se le indujo dicho movimiento (Ver figura 5.22). Dicho vórtice, al tener su origen en un movimiento en dirección diferente a la dirección *streamwise*, genera intercambios energéticos en todas las direcciones con el flujo que se encuentra en la región central del canal, lo cual conlleva a cambios bruscos en el comportamiento turbulento del flujo en regiones cercanas a esta, sobre todo en aquellos fenómenos asociados a las escalas más pequeñas de turbulencia.

Coefficiente de fricción de pared

Perturbaciones positivas En la figura 5.23 se puede observar que para el caso con perturbaciones positivas, el movimiento oscilatorio presenta dos efectos contrarios dependiendo de la zona analizada. Si se analiza la zona justo por encima de la perturbación oscilante, se evidencia que el movimiento oscilatorio genera aumentos del coeficiente de fricción de pared en algunas zonas específicas en comparación con el caso estacionario. Caso contrario sucede para las zonas anteriores y posteriores a la perturbación oscilante, en donde existe una disminución de este valor. De acuerdo con el comportamiento exhibido por el coeficiente de fricción C_f , se puede decir que, para el caso con perturbaciones positivas el comportamiento del coeficiente de fricción de pared se ve claramente afectado cuando se induce un movimiento oscilatorio como el usado en este trabajo.

Perturbaciones negativas Para el caso con perturbaciones tipo cavidad, y tal como se puede observar en la figura 5.24, el efecto del movimiento oscilatorio es totalmente opuesto al caso con perturbaciones positivas. Así, se puede observar que dentro de la cavidad existe una disminución de los valores de C_f y un aumento de este en la zona después de la cavidad oscilante. Por consiguiente, es válido mencionar que dado el aumento que se genera en las fuerzas arrastre de pared, la inducción de un movimiento oscilatorio no causa un efecto positivo desde el punto de vista energético para este tipo de perturbaciones geométricas.

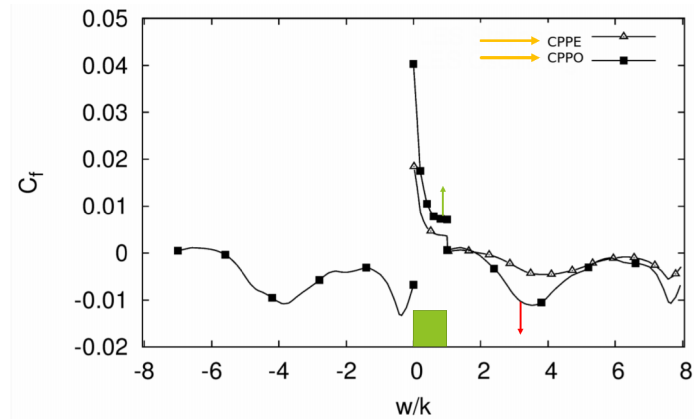


Figura 5.23: Coeficiente de fricción para caso oscilatorio con perturbaciones positivas

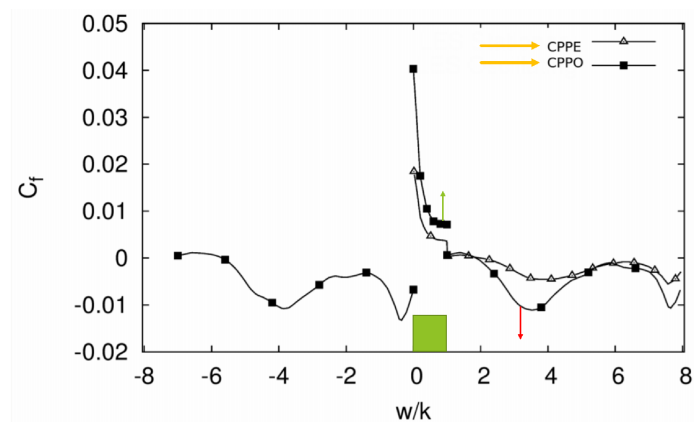


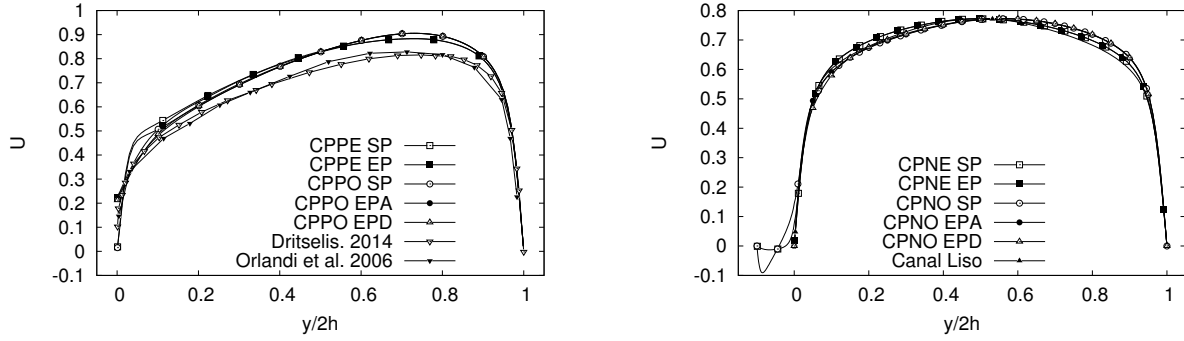
Figura 5.24: Coeficiente de fricción para caso oscilatorio con perturbaciones negativas

Perfiles de velocidad

En la figura 5.25 se puede observar que para ningún tipo de perturbación se generan cambios significativos en el comportamiento del perfil de velocidad cuando se induce el movimiento oscilatorio. Lo anterior parece indicar que el efecto del movimiento oscilatorio está relacionado con el comportamiento de las escalas medianas y pequeñas de turbulencia del flujo sin afectar considerablemente el comportamiento de las escalas integrales.

Fluctuaciones de velocidad

Perturbaciones positivas Al observar el comportamiento de las fluctuaciones de velocidad para los casos con perturbaciones positivas, se puede observar que el movimiento oscilatorio afecta de forma diferente el comportamiento de la intensidad turbulenta del flujo para cada una de las direcciones estudiadas. Se observa una disminución de la intensidad de las fluctuaciones de velocidad tanto en la dirección principal del flujo como en la dirección normal a la



(a) Perturbaciones positivas

(b) Perturbaciones negativas

Figura 5.25: Perfiles de velocidad promedio en la dirección *streamwise* (U) para casos con perturbaciones oscilantes. Comparación con Orlandi et al. [108] y Dritselis [32]

pared, particularmente en regiones cercanas a esta (Ver figuras 5.26). Para regiones cercanas al centro del canal se puede observar un aumento de la intensidad de las fluctuaciones de velocidad, lo que indica que el movimiento oscilatorio influye directamente en el comportamiento turbulento de las escalas integrales de turbulencia. Así mismo, se observa en la figura 5.26 que en la dirección *spanwise*, se genera un aumento considerable de las fluctuaciones de velocidad, específicamente en la zona por encima de la perturbación oscilante, lo cual pareciera tener relación con el comportamiento anteriormente descrito para las otras direcciones, es decir, parte de la energía en forma de momento que no se intercambia en la dirección principal del flujo y perpendicular a la pared, se está intercambiando en la dirección *spanwise*. Para las zonas anteriores y posteriores a esta perturbación, no se observan cambios significativos en los niveles de fluctuaciones en esta dirección.

Perturbaciones negativas Para el caso con perturbaciones negativas, se observa un aumento en los niveles de intensidad de las fluctuaciones de velocidad en todas las direcciones. Este efecto se ve amplificado tanto en la dirección *spanwise* como en la dirección normal a la pared. Dicho efecto es notable en la zona superior a la cavidad oscilante, en donde contrariamente a lo que sucede en las zonas de separación entre cada una de ellas, los niveles de fluctuaciones aumentan considerablemente. Lo anterior se puede tomar como un efecto directo del movimiento oscilante y de la inestabilidad que se presenta en el vórtice interno de la cavidad, el cual genera un intercambio de momento en todas las direcciones con el flujo principal y por ende afecta la dinámica de las escalas con mayor participación en la transferencia de momento hacia las escalas integrales de turbulencia.

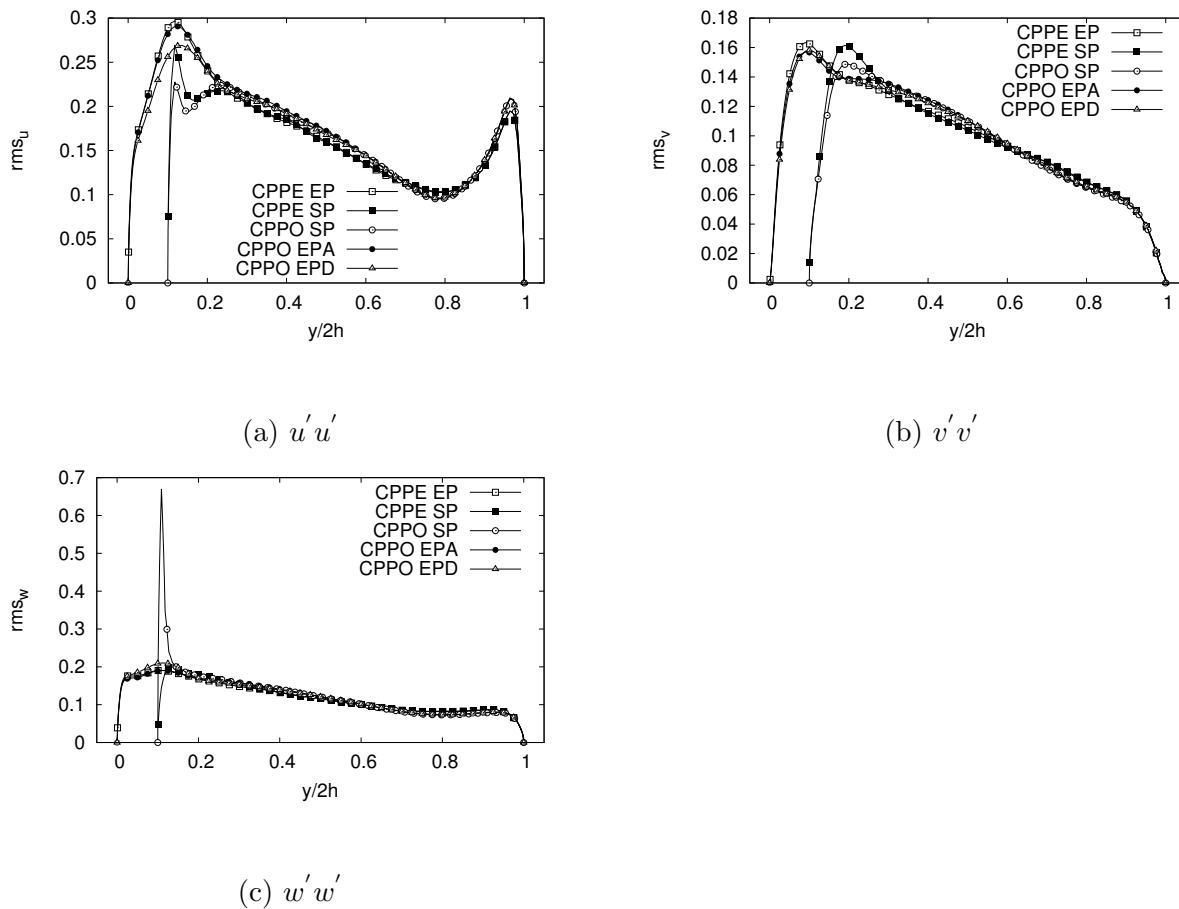


Figura 5.26: Perfiles de rms normalizados con U_b para un canal con perturbaciones positivas. Caso oscilatorio

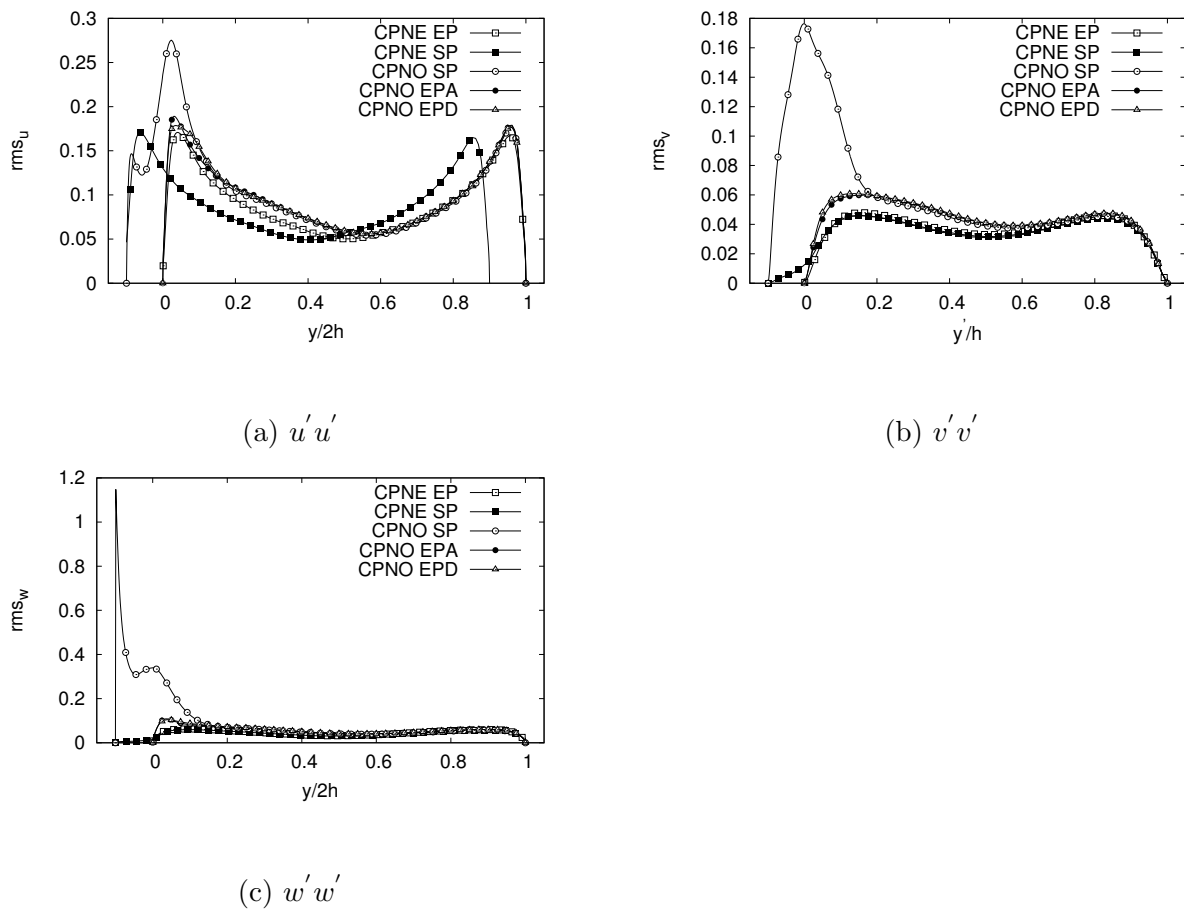


Figura 5.27: Perfiles de rms^+ para un canal con perturbaciones tipo cavidad. Caso oscilatorio

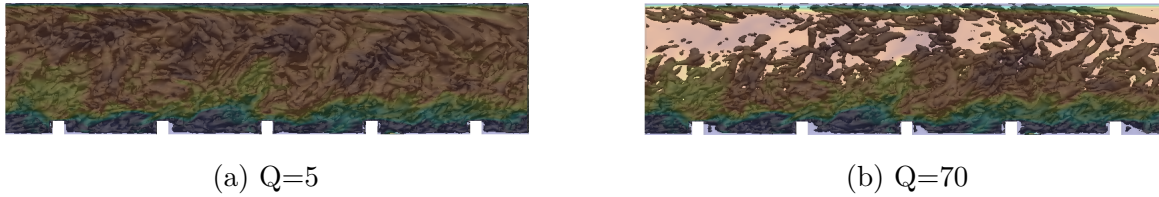


Figura 5.28: Estructuras coherentes tipo Q para caso con perturbaciones positivas. Caso oscilatorio

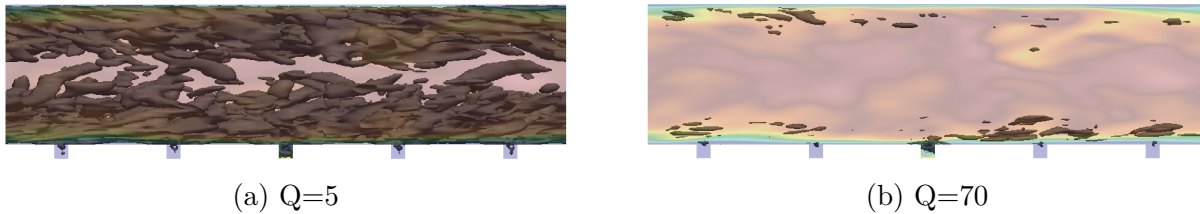
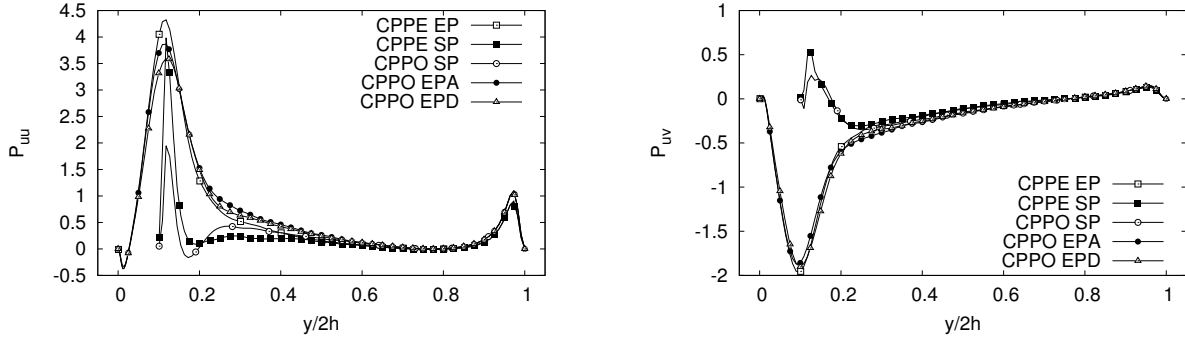


Figura 5.29: Estructuras coherentes tipo Q para caso con perturbaciones tipo de cavidad. Caso oscilatorio

Estructuras coherentes

Perturbaciones positivas Para el caso con perturbaciones positivas se puede observar que para ambos valores de referencia de Q utilizados, se genera un aumento en la cantidad de estructuras formadas cuando se induce el movimiento oscilatorio en comparación al caso estacionario. Lo anterior está en concordancia con la fenomenología esperada en las regiones cercanas a la pared, en donde el movimiento inducido por la desviación del flujo debido a la presencia de este tipo de perturbaciones, y en especial sobre la perturbación oscilante, genera fenómenos vorticales considerables.

Perturbaciones negativas Para el caso con perturbaciones negativas se observa que se disminuye la cantidad de estructuras Q de baja magnitud que se generan para el caso oscilatorio en comparación al caso estacionario, no obstante para las estructuras Q de mayor intensidad, existe un aumento en la aparición de estas, lo cual pareciera indicar que el movimiento oscilatorio influye de forma directa en el comportamiento de los remolinos más grandes. Tal como se mencionó anteriormente, para estos casos también se evidencia que el comportamiento de las estructuras coherentes parecen ser gobernados por el movimiento del flujo dentro de las cavidades, las cuales parecen almacenar energía cinética turbulenta y proveer zonas de acumulación de flujo a altas velocidades, en donde se generan altos gradientes de velocidad con cambios de dirección en todas las direcciones, lo cual aumenta la formación de vórtices.



(a) Producción turbulenta $u'u'$

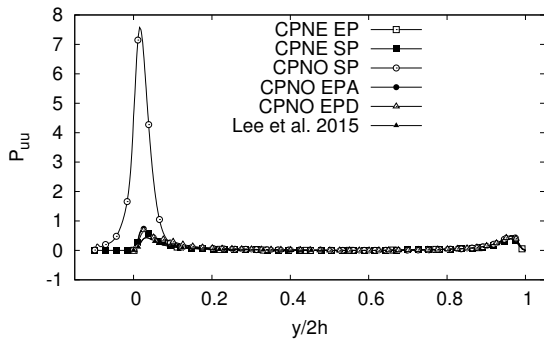
(b) Producción turbulenta $u'v'$

Figura 5.30: Perfiles de producción turbulenta para perturbaciones positivas en caso oscilatorio

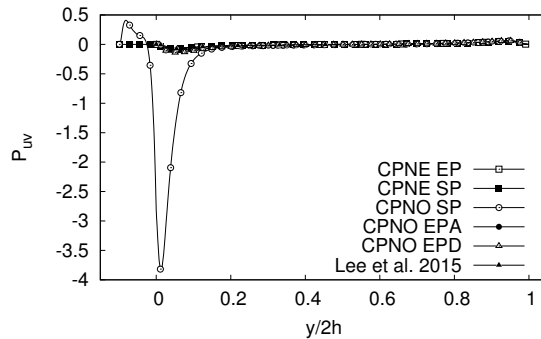
Presupuesto de energía

Perturbaciones positivas Tal como se esperaba, el efecto del movimiento oscilatorio en los términos de producción turbulenta y disipación viscosa para las componentes $u'u'$ y $u'v'$ es diferente tanto en forma como en magnitud para cada tipo de perturbación. Al observar las figuras 5.30 y 5.32 se puede observar que para el caso con perturbaciones positivas, el movimiento oscilatorio ocasiona una disminución en la intensidad de ambos términos del presupuesto de energía cinética turbulenta evaluados, sobre todo en zonas cercanas a tales perturbaciones. Así, el mayor nivel de disminución de estos términos se presentan para el término correspondiente a la dirección principal del flujo ($u'u'$). En este sentido, es presumible que parte de la energía cinética turbulenta es distribuida hacia los otros componentes del tensor de esfuerzos de Reynolds, especialmente en la dirección *spanwise* en donde la intensidad turbulenta del flujo se vio amplificada. El comportamiento descrito en el párrafo anterior, puede estar relacionado con el comportamiento de la disipación viscosa para ambos términos del tensor de esfuerzos de Reynolds evaluados en este trabajo. Así, se observa que los niveles de reducción alcanzados en los perfiles de disipación viscosa no son de la misma intensidad que los obtenidos para el término de producción turbulenta.

Perturbaciones negativas Para el caso con perturbaciones negativas se puede observar un comportamiento completamente diferente. Inicialmente se evidencia un aumento significativo de los términos de Producción turbulenta y Disipación viscosa en ambas direcciones. Dicho aumento se presenta de forma notable justamente encima de la cavidad oscilatoria, lo cual corresponde con el comportamiento de los perfiles de fluctuación de velocidad mostrados anteriormente. Así mismo, se puede observar que para ambas direcciones, el comportamiento del perfil es similar al observado en el caso estacionario, en donde existe un desplazamiento

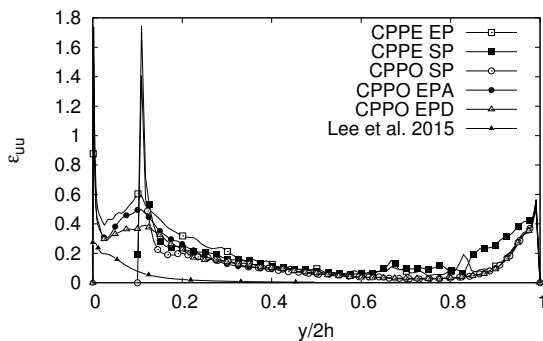


(a) Producción turbulenta $u'u'$

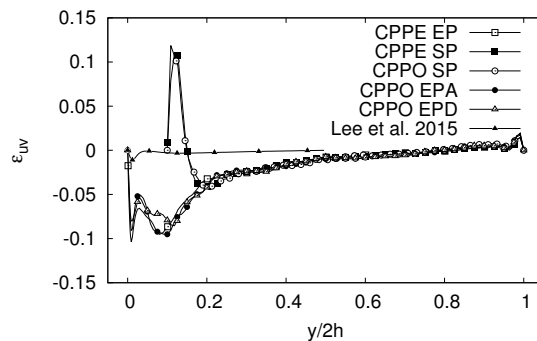


(b) Producción turbulenta $u'v'$

Figura 5.31: Perfiles de producción turbulenta para perturbaciones tipo cavidad en caso oscilatorio. Comparación con Lee y Moser [77]

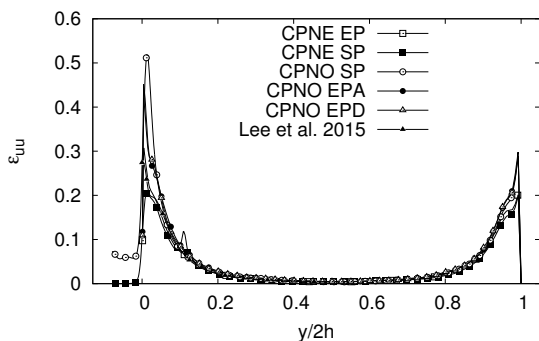


(a) Disipación viscosa $u'u'$

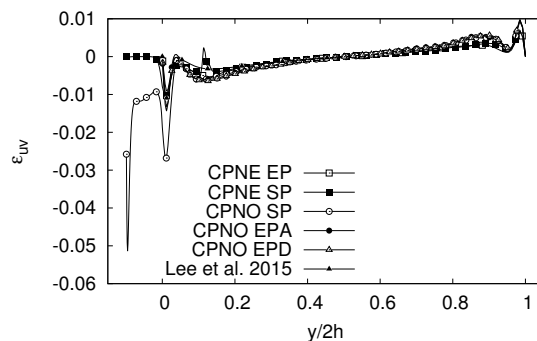


(b) Disipación viscosa $u'v'$

Figura 5.32: Perfil de disipación viscosa para perturbaciones positivas en caso oscilatorio. Comparación con Lee y Moser [77]



(a) Disipación viscosa $u'u'$



(b) Disipación viscosa $u'v'$

Figura 5.33: Perfil de disipación viscosa para perturbaciones negativas en caso oscilatorio. Comparación con Lee y Moser [77]

to del pico de los perfiles en comparación a los perfiles obtenidos para un flujo en un canal completamente liso.

De lo anterior se puede evidenciar que, el efecto directo del movimiento oscilatorio para el caso con perturbaciones negativas, corresponde a una amplificación los términos de disipación viscosa y producción turbulenta, siendo este aumento evidente en ubicaciones que se encuentran justamente encima de la cavidad oscilante. De esta manera, surge la duda de si al colocar las cavidades oscilantes más unidas entre si, es posible generar aumentos considerables de estos términos, particularmente del término de producción turbulenta, sin aumentar el consumo total de energía. Si esta premisa es cierta, estaríamos en presencia de un mecanismo de control turbulento capaz de generar beneficios en cuanto al comportamiento turbulento del flujo, sin aumentos considerables en el consumo de energía; no obstante, este tema no será tocado en el presente trabajo y se deja como una línea abierta de investigación.

5.3.3. Comportamiento del término fuente de momento

Al realizar una comparación del comportamiento del término Π , se busca determinar si alguna de las modificaciones realizadas a la geometría original (Canal liso) tiene algún efecto de reducción de potencia neta, como el encontrado por Quadrio y Ricco [118], o si existe un beneficio al comparar consumos energéticos y modificación del transporte y distribución de energía cinética turbulenta. Para realizar la comparación entre cada uno de los casos evaluados, se tomó un promedio temporal del término Π para la misma cantidad de tiempos característicos utilizados en la obtención de las estadísticas turbulentas.

Al respecto en la tabla 5.1 se muestran los valores promedios del término Π para cada uno de los casos. Como se puede observar en dicha tabla, no se pudo obtener para ningún caso, una disminución en la cantidad de energía que se debe agregar al flujo para moverlo en comparación a un canal liso. Sin embargo, algo que es notable corresponde al hecho de que no existe una diferencia significativa de este término para los casos estacionarios y oscilatorios, aún cuando el comportamiento de los términos de producción turbulenta y disipación viscosa si se ven significativamente afectados.

Al comparar el caso estacionario y el caso oscilatorio para las perturbaciones tipo cavidad se puede evidenciar que el caso oscilatorio genera un aumento de la intensidad turbulenta en la zona de la cavidad oscilante con solamente un pequeño aumento de la potencia requerida por el sistema (condicionado a un estudio de la potencia requerida para mover la perturbación de forma oscilante). En este sentido, la prescripción de un movimiento oscilatorio en una de las perturbaciones luce como una posibilidad tangible para aumentar los niveles de intensidad

	Π (m^2/s^2)
CL	0.0128
CPPE	0.052
CPNE	0.012
CPPO	0.05
CPNO	0.0135

Cuadro 5.1: Valores promedios del término explícito de presión adicionado a las ecuaciones de Navier Stokes para mover el flujo con la velocidad de bloque deseada

turbulenta en regiones cercanas a la pared sin un aumento significativo de los requerimientos energéticos externos. La anterior aseveración debe ser considerada como una hipótesis a verificar, ya que hace falta realizar un estudio adicional que permita evaluar la energía requerida para generar el movimiento oscilatorio, así como un estudio que evalúe el efecto sobre el flujo de mover cavidades con una separación menor.

5.4. Conclusiones

En el presente capítulo, con la finalidad de caracterizar el efecto de colocar perturbaciones geométricas perpendiculares al flujo principal en canal turbulento, se realizaron diferentes simulaciones numéricas mediante el uso de un modelo de turbulencia tipo LES para diferentes arreglos y comportamientos de perturbaciones. Al respecto los resultados obtenidos se pueden resumir en,

- Para mantener un flujo másico constante en cada uno de los casos se hizo necesario cambiar el valor del término fuente de momento de las ecuaciones de Navier Stokes, lo que consecuentemente representa un cambio en la cantidad de energía externa que se debe suministrar en cada caso para mantener condiciones de flujo másico y número de Reynolds similares.
- Las perturbaciones positivas tienen un mejor efecto en cuanto a la distribución de las estructuras coherentes en comparación a las perturbaciones negativas. Tal comportamiento de las estructuras coherentes permite elucidar que este tipo de perturbaciones generan una mejora en los procesos de ingeniería asociados al comportamiento turbulento del flujo.
- Las perturbaciones negativas contrariamente a lo que sucede con el otro tipo de perturbaciones, genera una modificación agresiva del comportamiento de los términos de producción turbulenta y disipación viscosa de forma localizada. Inclusive, para el caso

con oscilación se observa también un aumento localizado y considerable de los niveles de intensidad turbulenta dentro de la cavidad oscilante que permite pensar que este movimiento puede mejorar de forma local procesos de transferencia de calor debido a la naturaleza del flujo que se forma.

- Desde el punto de vista de consumo energético se observa para el caso con perturbaciones positivas, los niveles de requerimiento de energía aumentan considerablemente, lo cual permite pensar que este tipo de perturbaciones no es una alternativa viable económicamente hablando para generar modificaciones de la dinámica turbulenta del flujo de forma controlada. Caso contrario sucede para el caso con perturbaciones negativas en donde se pueden observar variaciones significativas en la dinámica turbulenta del flujo con poco requerimiento adicional de energía. Particularmente, el caso oscilatorio luce como una alternativa bastante apetecible debido al aumento de intensidad turbulenta localizada que se observa en la cavidad oscilante.
- Finalmente, se recomienda realizar un estudio similar en donde se tomen en cuenta otros fenómenos, tales como difusión de escalar pasivo, transferencia de calor y/o transporte de partículas, de tal manera de poder evaluar de forma más profunda el efecto global y la viabilidad de cada uno de los casos anteriormente caracterizados en este estudio.

Capítulo 6

Modulación por inyección de partículas del comportamiento turbulento del flujo en canal con perturbaciones

6.1. Introducción

En este capítulo se presentan resultados obtenidos de simulaciones numéricas de un flujo turbulento a través de un canal en el cual actúan de forma simultánea cada una de las técnicas exploradas en este estudio (Partículas, Perturbaciones geométricas y movimiento oscilatorio de una de las perturbaciones geométricas). Al respecto, tal como se ha observado a lo largo de este trabajo, cada una de las tres técnicas de modulación de turbulencia analizadas en los capítulos anteriores afectan el comportamiento turbulento del flujo de forma diferente. En tal sentido, dado a que hasta ahora se han analizado estas técnicas de forma separada, es natural preguntarse, que sucedería con el comportamiento turbulento de un flujo si el mismo fuese transportado a través de un canal que presentara simultáneamente: i) Perturbaciones geométricas en una de sus paredes, ii) Partículas sólidas suspendidas y iii) movimiento oscilatorio en alguna zona de la pared. En consecuencia, el presente capítulo tiene como finalidad caracterizar el comportamiento de un flujo turbulento cargado con partículas sólidas, con perturbaciones geométricas en una de las paredes y con una de ellas moviéndose oscilatoriamente. Con esta caracterización es posible determinar las diferencias existentes entre las simulaciones presentadas en este capítulo y los casos en donde actúa cada una de las técnicas de forma individual.

6.2. Modelo computacional

6.2.1. Características de las simulaciones

En este capítulo se mantuvieron las mismas características de las configuraciones de partículas usadas en los experimentos de flujos con partículas en canal liso (Ver capítulo 4) y se caracteriza el efecto que tiene la presencia de estas partículas en el comportamiento del flujo. Al igual que se hizo en el capítulo 4, en este capítulo se impone un acoplamiento en dos vías entre el flujo y las partículas. Las partículas tienen una densidad equivalente a la densidad del aluminio y tienen un tiempo de respuesta $\tau_p^+ = 30$ basado en la velocidad de fricción de un canal completamente liso y sin partículas. En todos los casos se impuso una cantidad de partículas tal, que se obtuvo una fracción volumétrica equivalente para un canal completamente liso de $\phi_v = 0,001105$.

Un resumen de las simulaciones mostradas en este capítulo se presentan en los cuadros 6.1 y 6.2.

Cuadro 6.1: Nomenclatura de identificación de simulaciones

Caso	Descripción
PPNONP	Perturbaciones positivas, Estacionario, Sin partículas
PPONP	Perturbaciones positivas, Oscilatorio, Sin partículas
NPNONP	Perturbaciones negativas, Estacionario, Sin partículas
NPONP	Perturbaciones negativas, Oscilatorio, Sin partículas
PPNOWP	Perturbaciones positivas, Estacionario, Con partículas
PPOWP	Perturbaciones positivas, Oscilatorio, Con partículas
NPNOWP	Perturbaciones negativas, Estacionario, Con partículas
NPOWP	Perturbaciones negativas, Oscilatorio, Con partículas

Cuadro 6.2: Características de las simulaciones

Caso	Re_τ	u_τ	U_b	Malla	d_p^+	τ_p^+
PPNONP	222.22	0.044	0.597	1.596.000	NA	NA
PPONP	224.9	0.045	0.606	1.596.000	NA	NA
NPNONP	171.43	0.034	0.56	883.500	NA	NA
NPONP	181.56	0.036	0.558	883.500	NA	NA
PPNOWP	204.44	0.041	0.604	1.596.000	0.54	30
PPOWP	191.22	0.038	0.605	1.596.000	0.5	30
NPNOWP	163.64	0.033	0.56	883.500	0.43	30
NPOWP	145.45	0.029	0.56	883.500	0.38	30

La metodología utilizada para obtener las estadísticas turbulentas del flujo en cada uno de los casos, se desarrolló en dos etapas:

1. Para los casos con perturbaciones negativas, se utilizaron las siguientes etapas:
 - a) Inicialmente se prescribió un campo de velocidad inestable con la finalidad de garantizar numéricamente la generación de movimientos de origen turbulento en el flujo.
 - b) Una vez que el campo de velocidades y las demás propiedades alcanzaron un estado cuasi-estable en términos estadísticos, se simularon 90 tiempos característicos ($t_c = L/U_b$) adicionales que permitieron obtener las estadísticas requeridas, siendo L y U_b la longitud del canal y la velocidad de bloque del flujo respectivamente.
2. Para los casos con perturbaciones positivas, también se utilizaron dos etapas. No obstante, el campo inicial de velocidad prescrito fue diferente.
 - a) Se prescribió un campo inicial de velocidad con valores mayores que cero, de tal manera que la dinámica turbulenta del flujo se obtuvo como una consecuencia del choque que tuvo el flujo con las perturbaciones geométricas.
 - b) Al igual que para los casos con perturbaciones tipo cavidad, se utilizaron 90 tiempos característicos para generar todas las estadísticas requeridas.

Finalmente, para el desarrollo de todas las simulaciones mostradas en este capítulo se utilizaron las mismas ecuaciones y condiciones de frontera utilizadas en los capítulos 4 y 5.

6.3. Resultados

6.3.1. Líneas de corriente

Perturbaciones positivas En las figuras 6.1 y 6.2, se puede evidenciar que para los casos con perturbaciones positivas estacionarias, la presencia de las partículas genera un cambio significativo en el comportamiento vortical del flujo, siendo notable este efecto en las regiones de separación entre perturbaciones. Así, se observa una clara diferencia entre el caso sin partículas y el caso con partículas. Para el caso sin partículas, se observa tanto la formación de un vórtice principal justo después de cada perturbación, como la formación de dos vórtices secundarios cercanos al inicio y fin de cada perturbación. Por otra parte, en el caso con partículas, se observa que solo se forma un vórtice principal, cuya posición se desplaza hacia el extremo contrario en donde se forma el vórtice principal para el caso sin partículas. Así mismo, para el caso con partículas, se observa que ya no se forman vórtices secundarios. Lo anterior

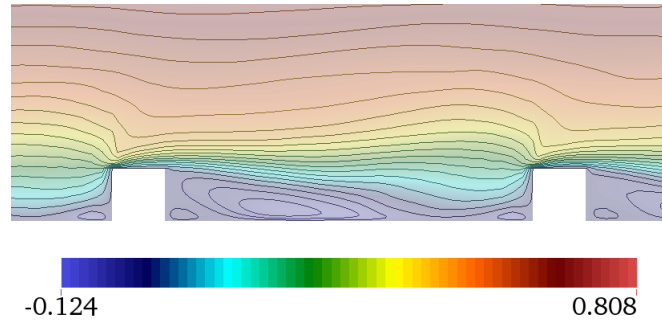


Figura 6.1: Líneas de corriente para caso estacionario con perturbaciones positivas sin partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad promedio

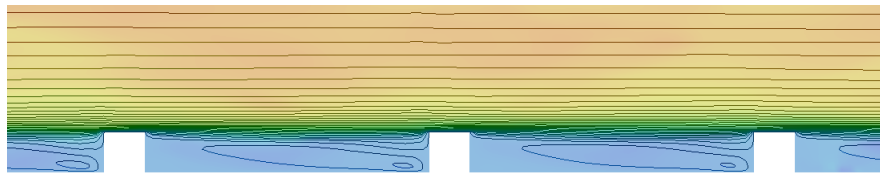


Figura 6.2: Líneas de corriente para caso estacionario con perturbaciones positivas con partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad promedio

se presume que surge como consecuencia de un efecto redistribuidor de la energía cinética turbulenta dentro del flujo, como consecuencia de la presencia de las partículas sólidas.

Al igual que sucedió para los casos estacionarios, para los casos con perturbaciones positivas oscilatorias se puede observar (Ver figuras 6.5 y 6.6), que el efecto de atenuación de turbulencia por parte de las partículas sólidas se evidencia en el comportamiento de las líneas de corriente. No obstante, para el caso oscilatorio la extensión y posición del vórtice principal que se forma entre las perturbaciones tiende a ocupar todo este espacio.

Perturbaciones negativas Por el contrario, para los casos con perturbaciones negativas, se observa en las figuras 6.3 y 6.4, que las partículas no generan diferencias apreciables en el comportamiento de las líneas de corriente.

Finalmente, al observar las figuras 6.7 y 6.8, se puede evidenciar que para el caso oscilato-

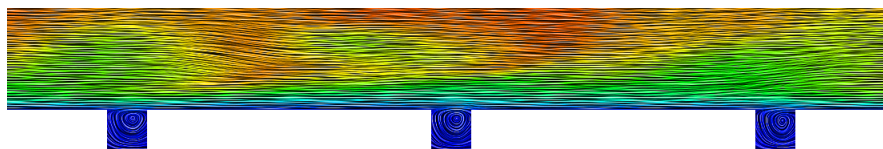


Figura 6.3: Líneas de corriente para caso estacionario perturbaciones negativas sin partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad instantánea

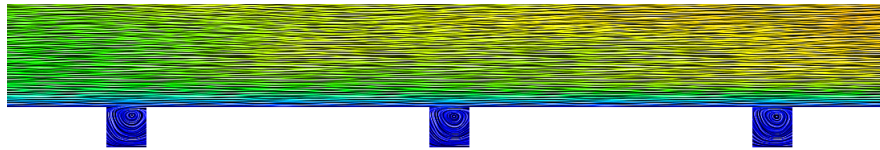


Figura 6.4: Líneas de corriente para caso estacionario con perturbaciones negativas con partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad instantánea

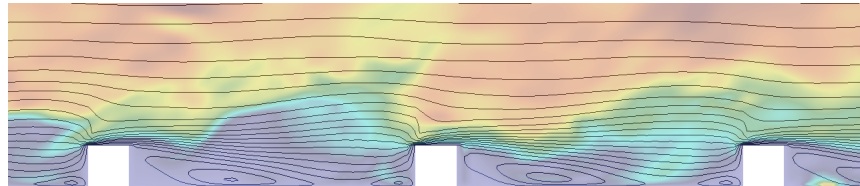


Figura 6.5: Líneas de corriente para caso oscilatorio con perturbaciones positivas sin partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad promedio

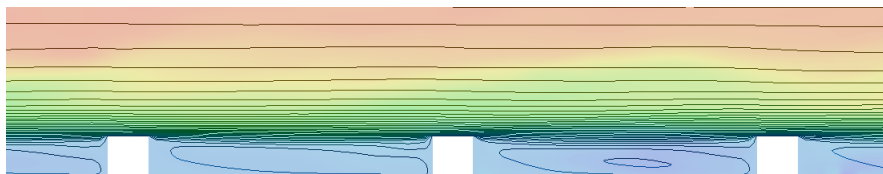


Figura 6.6: Líneas de corriente para caso oscilatorio con perturbaciones positivas con partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad promedio

rio con perturbaciones negativas, la presencia de partículas no altera el comportamiento del flujo observado para los casos sin partículas equivalentes. No obstante, dado que, tal como se demostró en el capítulo 4, las partículas influyen notablemente en el comportamiento de las escalas más pequeñas de turbulencia y, tal como se mostró en el capítulo anterior, el caso con perturbaciones negativas y movimiento oscilatorio obtuvo un desempeño interesante desde el punto de vista turbulento, se hace necesario evaluar detenidamente los posibles cambios que se puedan generar en las estadísticas turbulentas como consecuencia de la presencia de las partículas sólidas.

Coefficiente de fricción de pared

En esta sección se muestra una comparación de los valores de coeficiente de fricción obtenidos en la pared superior para cada uno de los casos estudiados en el presente capítulo. Un resumen de dichos valores se presenta en el cuadro 6.3. En este cuadro se puede observar que para los casos sin partículas, el movimiento oscilatorio tiene un efecto adverso en cuanto al comportamiento del coeficiente de fricción en la pared superior. Caso contrario, sucede para los casos con partículas, en los cuales, tal como se esperaba, se presenta una reducción del C_f

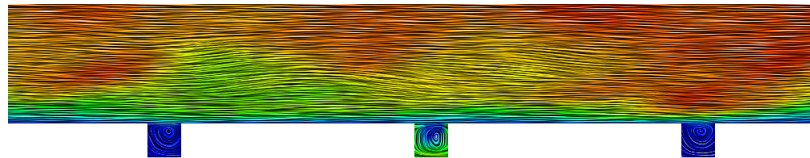


Figura 6.7: Líneas de corriente para caso oscilatorio con perturbaciones negativas sin partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad instantánea

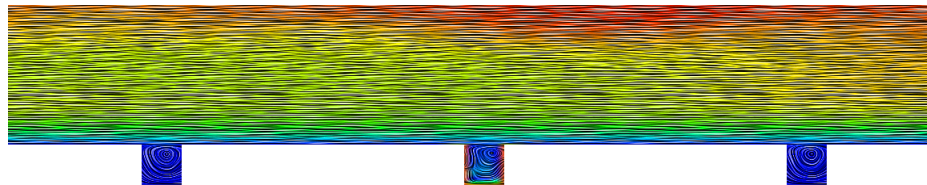


Figura 6.8: Líneas de corriente para caso oscilatorio con perturbaciones negativas con partículas. Nota: Los colores corresponden a campos de velocidad instantánea

en comparación a los casos sin partículas, siendo este efecto reductor amplificado en los casos oscilatorios. Lo anterior, indica que desde el punto de vista del comportamiento del coeficiente de fricción y de la relaminarización del flujo, el conjunto partículas y movimiento oscilatorio actuando de forma sinérgica, generan los mayores beneficios para la obtención de reducciones del coeficiente de fricción en la pared superior.

Cuadro 6.3: Coeficiente de fricción de pared calculado en la pared superior del canal

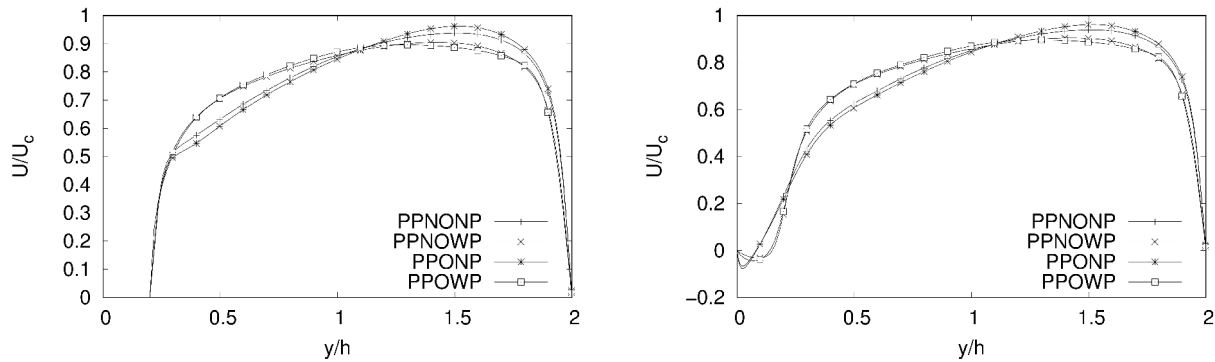
Caso	Tipo de perturbación	Partículas	Oscilación	C_f
PPNONP	Positivas	No	No	0.00624
NPNONP	Negativas	No	No	0.0039
PPONP	Positivas	No	Si	0.0065
NPONP	Negativas	No	Si	0.00417
PPNOWP	Positivas	Si	No	0.0056
NPNOWP	Negativas	Si	No	0.00356
PPOWP	Positivas	Si	Si	0.0045
NPOWP	Negativas	Si	Si	0.00327

6.3.2. Caracterización de la influencia de las partículas sólidas en el flujo con perturbaciones Positivas

Velocidad promedio

En la figura 6.10 se puede observar el perfil de velocidad promedio en la dirección *streamwise* para todos los casos en los que se utilizaron perturbaciones positivas.

Es evidente que la presencia de partículas sólidas generan un efecto de uniformización del perfil en conjunto con un una variación de la velocidad de fricción, ocasionando con esto, una distribución más uniforme de velocidades a lo largo de toda la sección del canal en comparación al caso sin partículas. Así mismo, para este tipo de perturbaciones, tal como se demostró en el capítulo 5, tanto para el caso estacionario como para el caso oscilatorio, la velocidad de fricción tiene una tendencia a aumentar en la pared superior del canal en comparación a un canal completamente liso ($u_{\tau}^{fp} = 0,035$). No obstante, cuando se observa el comportamiento de u_{τ} para los casos con partículas sólidas, se evidencia que el aumento de la velocidad de fricción en dicha pared se ve atenuado por la presencia de estas (Ver tabla 6.4). Particularmente, se observa que para los casos con partículas existen reducciones de este valor del 9% y 15,6% para los casos estacionarios y oscilatorios en comparación a los mismos casos sin la presencia de partículas, respectivamente.



(a) Perfil tomado sobre la perturbación (b) Perfil tomado entre perturbaciones

Figura 6.9: Perfiles de velocidad promedio para los casos con perturbaciones positivas. Perfiles normalizados con $U_c = 0,7U_b$. Valores de U_b correspondientes a un canal completamente liso.

Cuadro 6.4: Valores de velocidad de fricción (u_{τ} en la pared superior del canal para los casos con perturbaciones positivas con y sin la presencia de partículas sólidas)

Caso	u_{τ}
PPNONP	0.045
PPONP	0.045
PPNOWP	0.041
PPOWP	0,038

Tal como se ha mencionado a lo largo de este documento, es importante estudiar el comportamiento del término fuente II en cada una de las simulaciones desarrolladas. Así, tal como lo mostró Zhao et al. [150] y como se muestra en el capítulo 4, las partículas utilizadas en este capítulo generan disminuciones de las fuerzas de arrastre que actúan sobre el flujo, lo que en

consecuencia genera una disminución del término Π . No obstante, al observar los valores de Π mostrados en el cuadro 6.5), se evidencia que el efecto de las partículas sólidas sobre este término, se ve atenuado por la presencia de las perturbaciones geométricas positivas.

Cuadro 6.5: Comportamiento del término Π para los casos con y sin la presencia de partículas sólidas y perturbaciones positivas

Caso	Π
PPNONP	0.052
PPONP	0.05
PPNOWP	0.0192
PPOWP	0.02

Fluctuaciones de velocidad

Al observar el comportamiento de las fluctuaciones de velocidad mostrado en las figuras 6.10 y 6.11, se evidencia que el arreglo de partículas utilizado en este capítulo, genera un cambio significativo en estos perfiles para la fase de transporte y por ende en la intensidad turbulenta de esta.

Es claro que para los casos con partículas sólidas, la atenuación de la intensidad turbulenta está relacionada de forma directa con la energía transferida desde la fase de transporte hacia las partículas, por lo que se genera una disminución de los niveles de transferencia de momento dentro de la fase de transporte por efectos turbulentos.

Inicialmente, cuando se evalúa el perfil de fluctuaciones en la dirección principal del flujo para el caso oscilatorio y justo sobre la perturbación oscilante, se evidencia que los niveles de fluctuación aumentan en las zonas cercanas a la pared y disminuyen en la zona central del canal. No obstante, este aumento no se observa cuando se construye el perfil en la región entre perturbaciones, evidenciando con esto, que el efecto oscilatorio de la perturbación se disipa rápidamente aguas abajo.

En los casos estacionarios, el perfil de fluctuaciones de velocidad en la dirección *streamwise* para los casos con partículas, muestra una disminución tanto en las regiones por encima de las perturbaciones como en las regiones entre ellas. Así, se presume que el comportamiento exhibido por este perfil en el caso oscilatorio, corresponde a una respuesta del flujo al movimiento oscilatorio de una de las perturbaciones, el cual parece gobernar la dinámica de las partículas, presumiendo en consecuencia que estas se mueven más por efectos inerciales en la dirección *streamwise* que por efectos de transferencia de energía proveniente del flujo en la dirección principal.

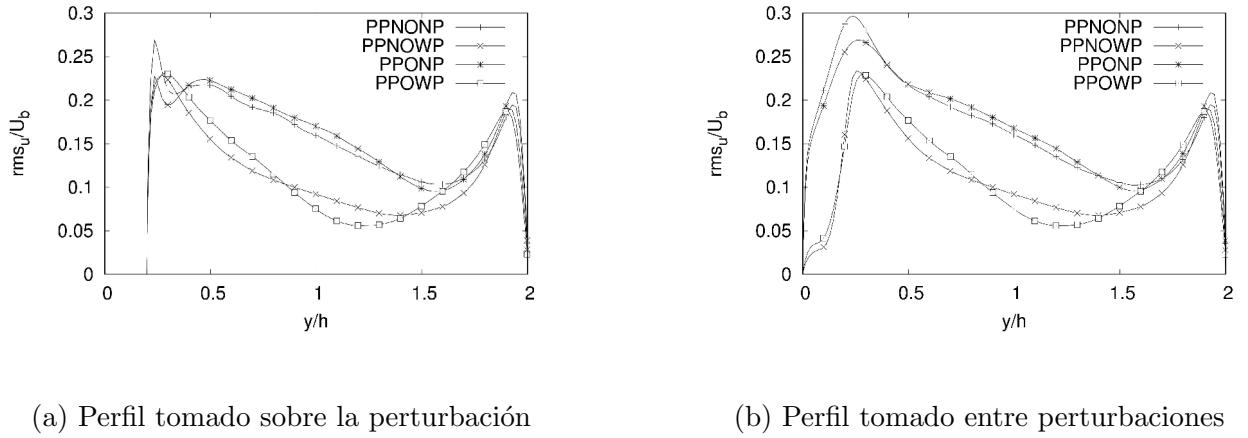


Figura 6.10: Perfil de rms_u para canal con perturbaciones positivas.

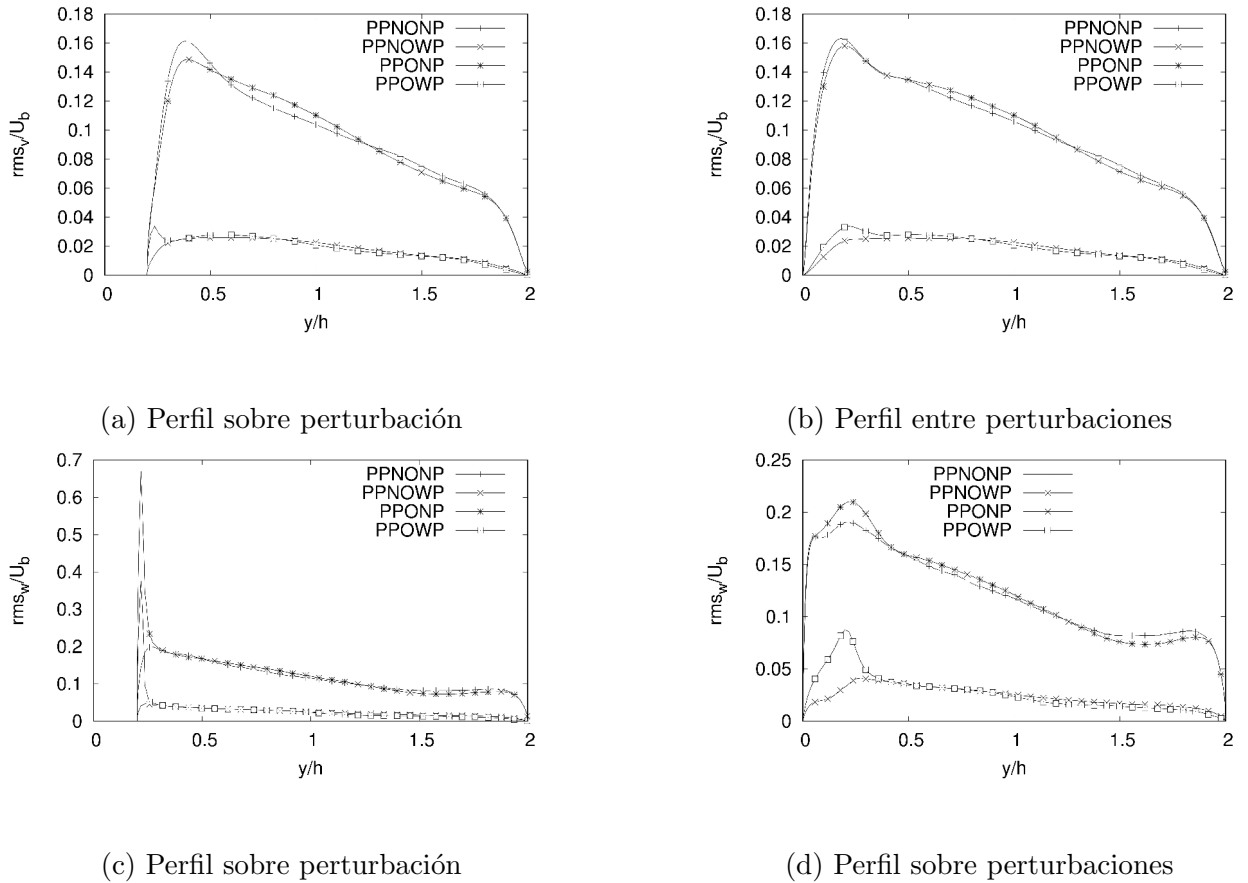


Figura 6.11: Perfiles para canal con perturbaciones positivas. Arriba: rms_v ; Abajo: rms_w

De la misma manera, al observar el comportamiento de los perfiles de fluctuación en la dirección normal a la pared y la dirección *spanwise*, se evidencia que la adición de partículas sólidas genera una atenuación de los niveles de intensidad turbulenta, tal como es observado en el capítulo 4 y expresado por Dritselis [34]. Para ambos casos, se observa que los niveles de

atenuación están presentes a lo largo de toda la altura del canal. Así, se puede observar que, aún para el caso oscilatorio, y contrario a lo que sucede en la dirección *streamwise*, el efecto de las perturbaciones geométricas sobre el flujo en estas direcciones, es menor que el efecto atenuador de turbulencia de las partículas sólidas.

En la dirección *spanwise*, al igual que lo presentado en el capítulo 5, se observa un pico en el perfil de fluctuaciones, tanto para el caso sin partículas como para el caso con partículas. Dicho pico, es un efecto directo del movimiento oscilatorio prescrito. Así mismo, se observa que el pico formado es más pronunciado cuando el perfil se evalúa justo por encima de la perturbación oscilante, lo cual reafirma la rápida disipación del efecto de este movimiento, tal como se menciona en párrafos anteriores.

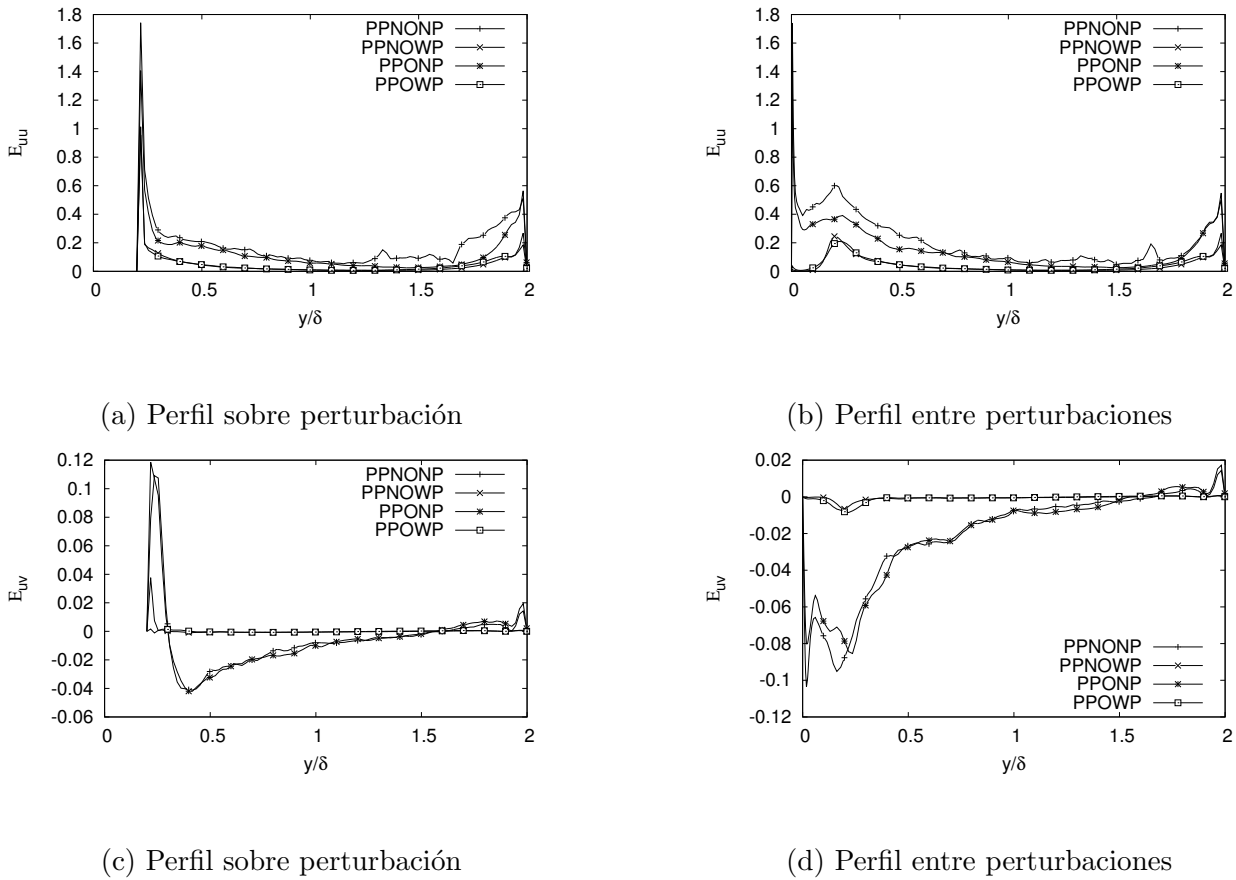


Figura 6.12: Perfiles para canal con perturbaciones positivas. Arriba: uu ; Abajo: uv

Presupuesto de energía cinética turbulenta

Disipación viscosa Al observar los perfiles de disipación viscosa (Ver figura 6.12), se evidencia que la presencia de partículas sólidas atenúa en gran medida la cantidad de energía

cinética turbulenta que se pierde por efectos viscosos. Tal comportamiento, esta directamente relacionado con el comportamiento de los perfiles de fluctuaciones de velocidad mencionados anteriormente. En los perfiles de fluctuaciones de velocidad, se observa que para el término $u'u'$, el nivel de atenuación de la intensidad de las fluctuaciones no es tan significativo como para el caso $u'v'$, lo cual es similar a lo que sucede con los perfiles de disipación viscosa. Para el término $u'v'$ los niveles de disipación viscosa observados en el caso con partículas están un orden de magnitud por debajo que el obtenido para los casos sin partículas. Así mismo, es importante resaltar que los mayores niveles de atenuación de la disipación viscosa por parte de las partículas se observan en el caso estacionario.

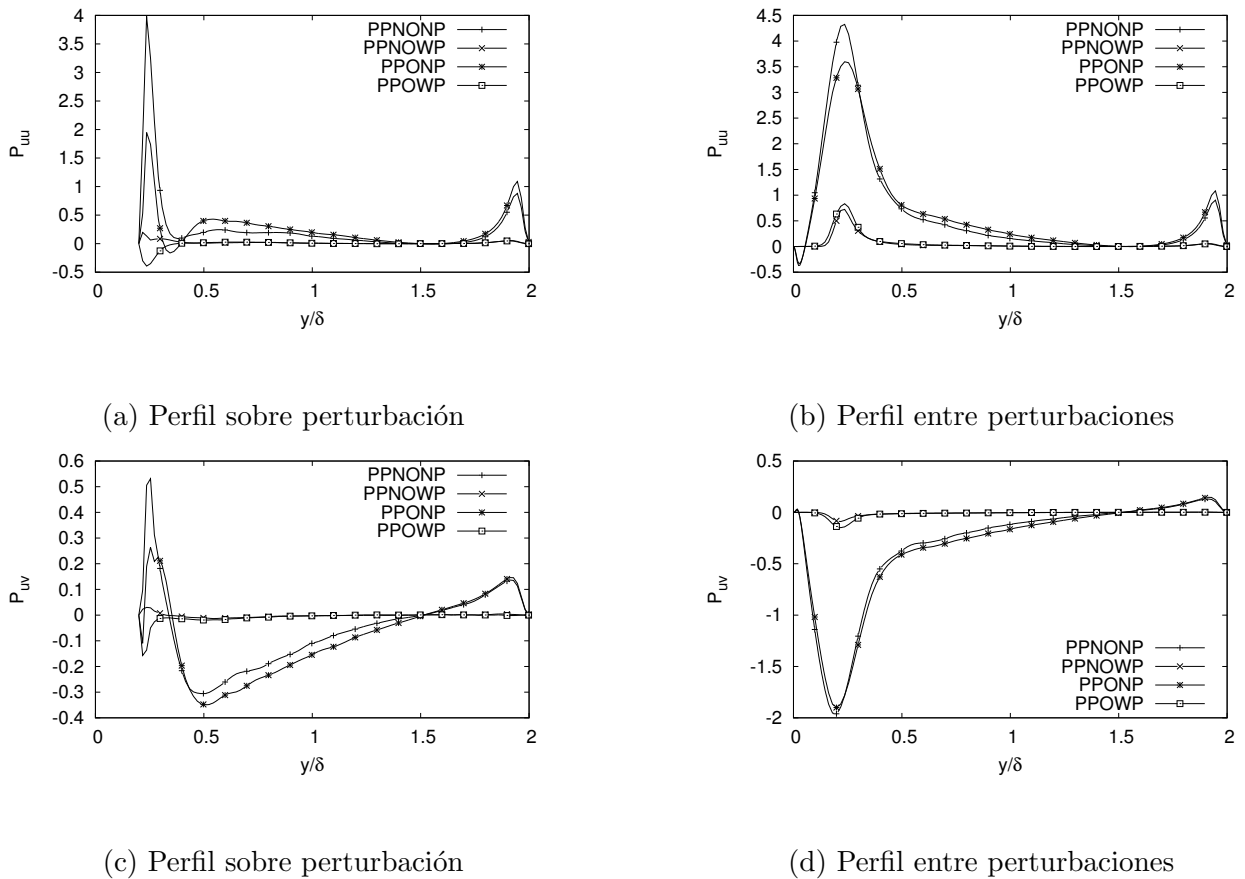


Figura 6.13: Perfiles de producción turbulenta para canal con perturbaciones positivas. Arriba: uu ; Abajo: uv

Producción turbulenta Al analizar el comportamiento de los perfiles de producción turbulenta en las direcciones wv y $w'v'$, es posible evidenciar el efecto que tienen las perturbaciones geométricas en la dinámica turbulenta del flujo y el subsecuente efecto atenuador de turbulencia que tiene el arreglo de partículas utilizado en este estudio. Se puede observar que, al

inyectar partículas sólidas al flujo, los niveles de producción turbulenta para los casos estacionarios se atenúan considerablemente para ambas direcciones analizadas en comparación a los casos sin partículas. Lo anterior, representa una disminución de la energía cinética turbulenta que se transfiere de las escalas de turbulencia más grandes a las más pequeñas.

Por otra parte, cuando se evalúa los perfiles de producción turbulenta para los casos oscilatorios con partículas solidas también se observan disminuciones de este valor. No obstante, algo importante que debe resaltarse, es que se observan valores de producción turbulenta negativos en los perfiles correspondientes a locaciones por encima de la perturbación oscilante. Este hallazgo se presume inicialmente es un efecto físico que se produce por efectos de los cambios en la dirección del flujo, los cuales generan una desaceleración de este en la dirección principal, causando en consecuencia valores de gradientes de velocidad ($\frac{\partial U}{\partial x}$) negativos.

Estructuras coherentes Q

Otra forma de evaluar el efecto que tienen tanto la presencia de las perturbaciones geométricas, así como el arreglo de partículas prescrito para cada una de las simulaciones del presente capítulo, esta relacionada con las bien conocidas estructuras coherentes.

En las figuras 6.14 y 6.15, se puede observar como disminuyó drásticamente, tanto para el caso estacionario como para el caso oscilatorio la presencia de estructuras coherentes tipo Q cuando se inyectaron las partículas sólidas. Tal disminución de las estructuras coherentes está relacionada con una menor actividad vortical en todo el dominio y por ende una subsecuente menor intensidad turbulenta.

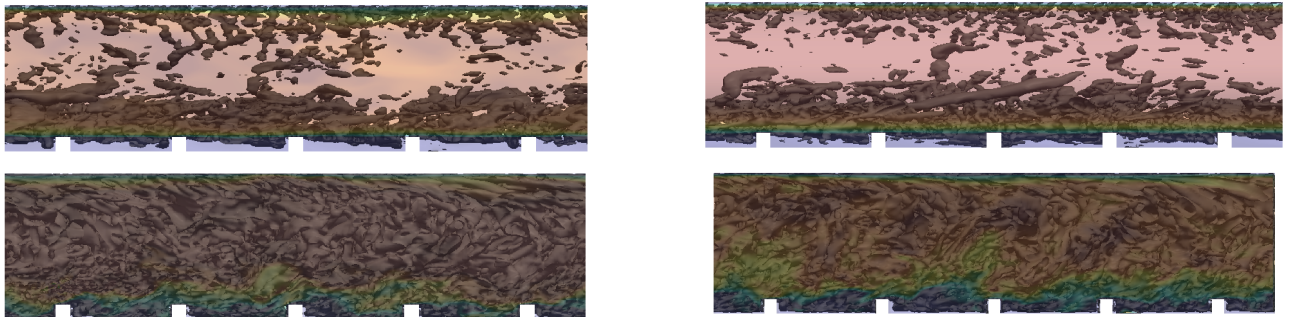


Figura 6.14: Estructuras coherentes para canal con perturbaciones positivas. Arriba: Con partículas; Abajo: Sin partículas; Izquierda: Estacionario; Derecha: Oscilatorio; Q=5

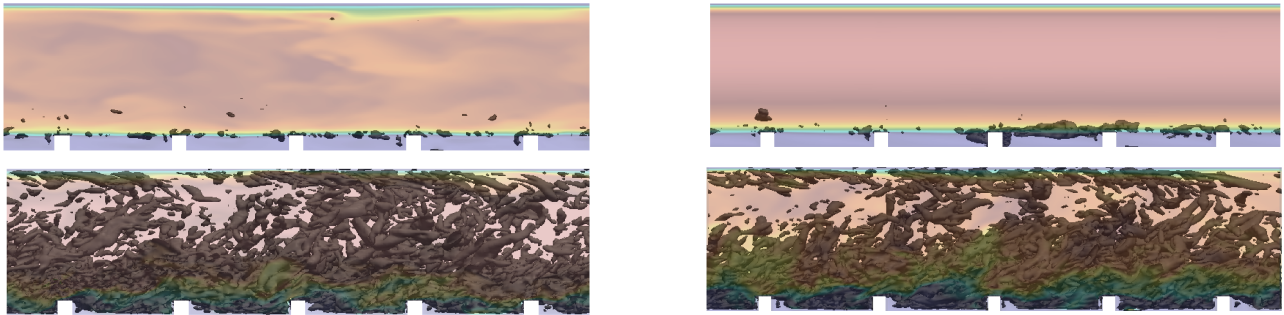


Figura 6.15: Estructuras coherentes para canal con perturbaciones positivas. Arriba: Con partículas; Abajo: Sin partículas; Izquierda: Estacionario; Derecha: Oscilatorio; $Q=70$

Caso	Π
CL	0.0128
NPNONP	0.012
NPONP	0.0135
NPNOWP	0.0116
NPOWP	0.0076

Cuadro 6.6: Arriba: Valores promedios del término explícito de presión adicionado a las ecuaciones de Navier Stokes para mover el flujo con la velocidad de bloque deseada. Perfiles normalizados con U_c . Abajo: Perfiles de rms_u normalizados con la velocidad de bloque U_b correspondiente a un canal completamente liso sin partículas. Caso: Perturbaciones negativas.

6.3.3. Caracterización de la influencia de las partículas sólidas en el flujo con perturbaciones Negativas

Velocidad promedio

Al calcular los perfiles de velocidad para cada uno de los casos con perturbaciones tipo cavidad, se observa que a diferencia de lo que sucede en los casos con perturbaciones positivas, en estos casos no se presentan diferencias significativas en cuanto al comportamiento del flujo. Sin embargo, si es posible observar una pequeña uniformización del flujo como consecuencia de la presencia de las partículas sólidas.

Por otra parte, cuando se evalúa el término Π , se puede observar que para los casos con partículas, este término disminuye en comparación a los casos sin partículas. Particularmente, este efecto se amplifica para el caso con oscilación, en el cual se obtiene una reducción de este término de hasta un 24% en comparación con el valor obtenido en un canal completamente liso sin partículas para un flujo másico similar.

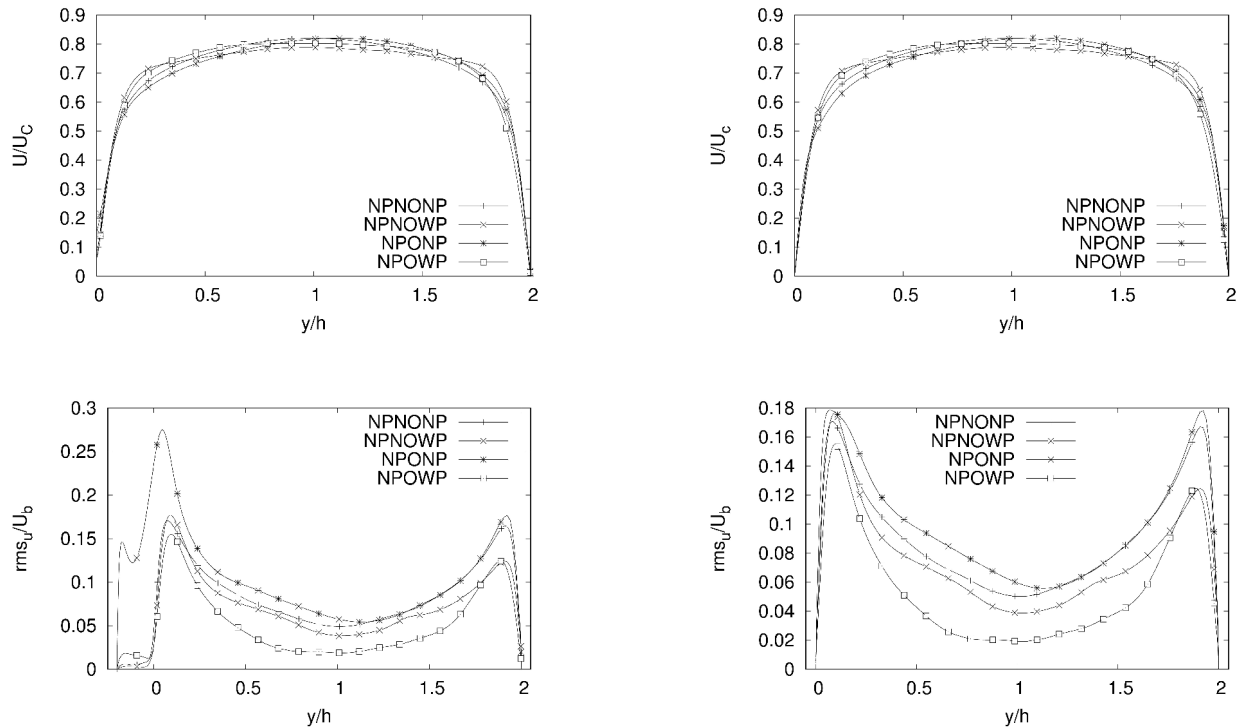


Figura 6.16: Perfiles para canal con perturbaciones negativas. Arriba: Velocidad promedio en dirección *streamwise* normalizada con U_c ; Abajo: rms_u ; Izquierda: Sobre perturbación; Derecha: Entre perturbaciones

Fluctuaciones de velocidad

Al observar el comportamiento de las fluctuaciones de velocidad, se evidencia que la presencia de las partículas sólidas, genera un cambio considerable en el comportamiento de estos. Inicialmente, en el capítulo 5 se observó que, para los casos sin partículas se presenta una leve atenuación de estos perfiles en la direcciones normal a la pared y *spanwise*, en comparación con el comportamiento de estos perfiles en un un canal completamente liso. En tal sentido, se evidencia que la inyección de partículas como las usadas en este capítulo permiten aumentar el efecto atenuador de la intensidad turbulenta de las perturbaciones negativas.

Un aspecto interesante a resaltar, es el aumento significativo que se observa en el perfil de fluctuaciones en todas las direcciones para el caso oscilatorio sin partículas. Tal aumento, se genera con mayor fuerza justo encima de las cavidades y disminuye un poco en las regiones entre perturbaciones. Así mismo, se observa que para el mismo caso con la presencia de partículas sólidas, tales aumentos no se presentan y por el contrario se observa una disminución de estos valores que pueden estar en valores 98 % menores.

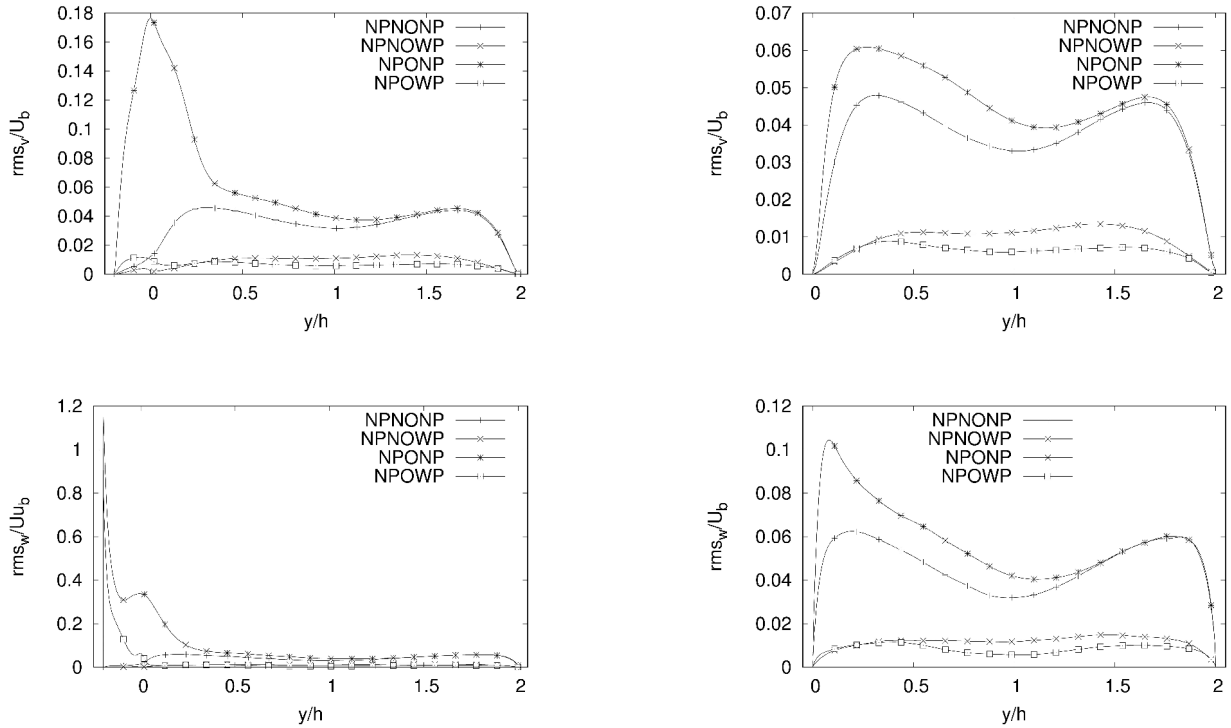


Figura 6.17: Perfiles de rms_v y rms_w normalizados con la velocidad de bloque U_b correspondiente a un canal completamente liso sin partículas. Caso: Perturbaciones negativas. Arriba: rms_v ; Abajo: rms_w ; Izquierda: Sobre perturbación; Derecha: Entre perturbaciones

Presupuesto de energía cinética turbulenta

Disipación viscosa Para los casos con partículas, se puede evidenciar una disminución notable de los perfiles de disipación viscosa para ambos términos del tensor de esfuerzos de Reynolds analizados en comparación a los casos equivalentes sin partículas. Para estos casos también se observa la formación de picos en regiones por encima de las cavidades, pero con niveles de amplitud muy inferiores a los casos sin partículas.

Producción turbulenta Para el caso sin partículas, se observa un aumento significativo del término de producción turbulenta para las direcciones evaluadas en comparación a un canal completamente liso cuando se impone el movimiento oscilatorio en una de las perturbaciones. Así mismo, es notable que a diferencia de lo que sucede con el término de disipación viscosa, no se evidenciaron formaciones de pico en las regiones por encima de las cavidades para el término de producción turbulenta en ambos términos del tensor de esfuerzos de Reynolds evaluados.

Para los casos con partículas se observa una reducción abrupta de los perfiles de producción

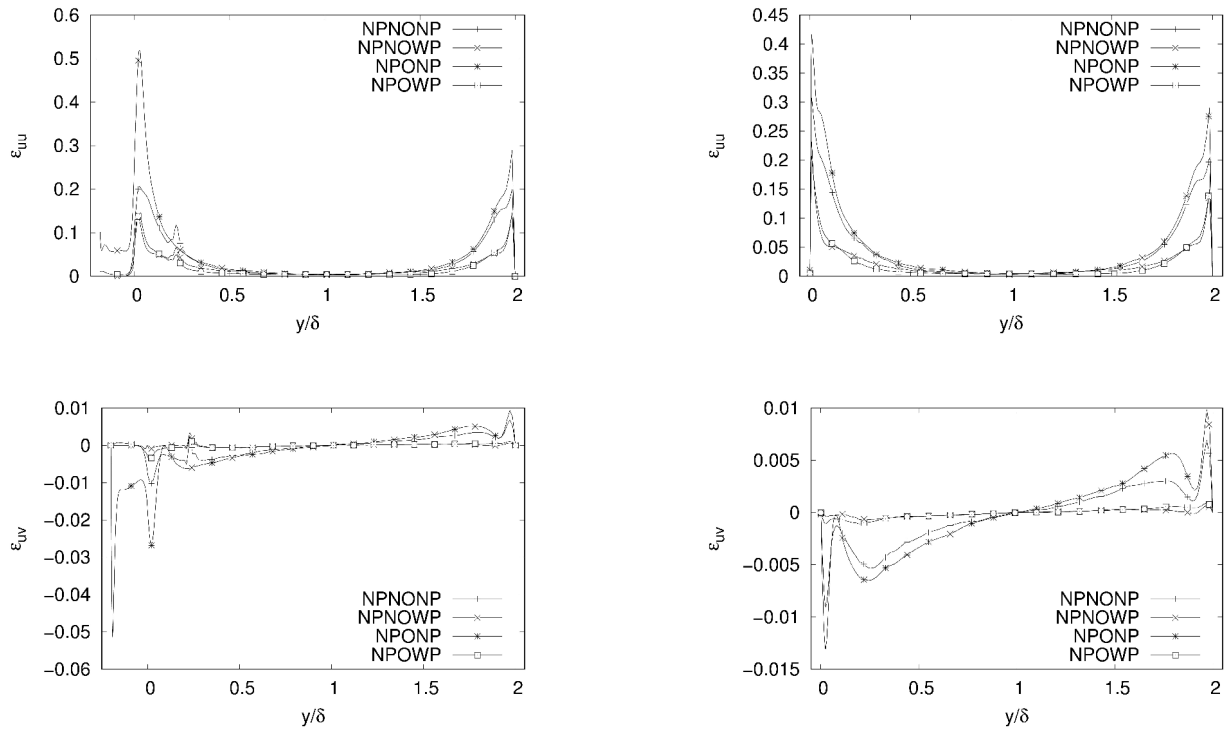


Figura 6.18: Perfiles de disipación viscosa para canal con perturbaciones negativas. Arriba: uu ; Abajo: wv ; Izquierda: Sobre perturbación; Derecha: Entre perturbaciones

turbulenta, esta reducción se presenta como un efecto directo de la transferencia de energía que se da de las escalas principales de turbulencia a las partículas para que las mismas se muevan con el flujo principal, lo cual genera una disminución de transferencia de energía turbulenta de tales escalas a las escalas más pequeñas en la fase de transporte, tal como se puede observar en las figuras 6.19.

Estructuras coherentes Q

Al evaluar la cantidad de estructuras coherentes Q que se forman para estos casos se puede evidenciar que al igual que sucede para el caso con perturbaciones positivas, la presencia de partículas sólidas genera una atenuación en la intensidad de los movimientos vorticales que se presentan en el flujo principal, particularmente en regiones cercanas a la pared. tal como se observa en las figuras 6.20 y 6.21.

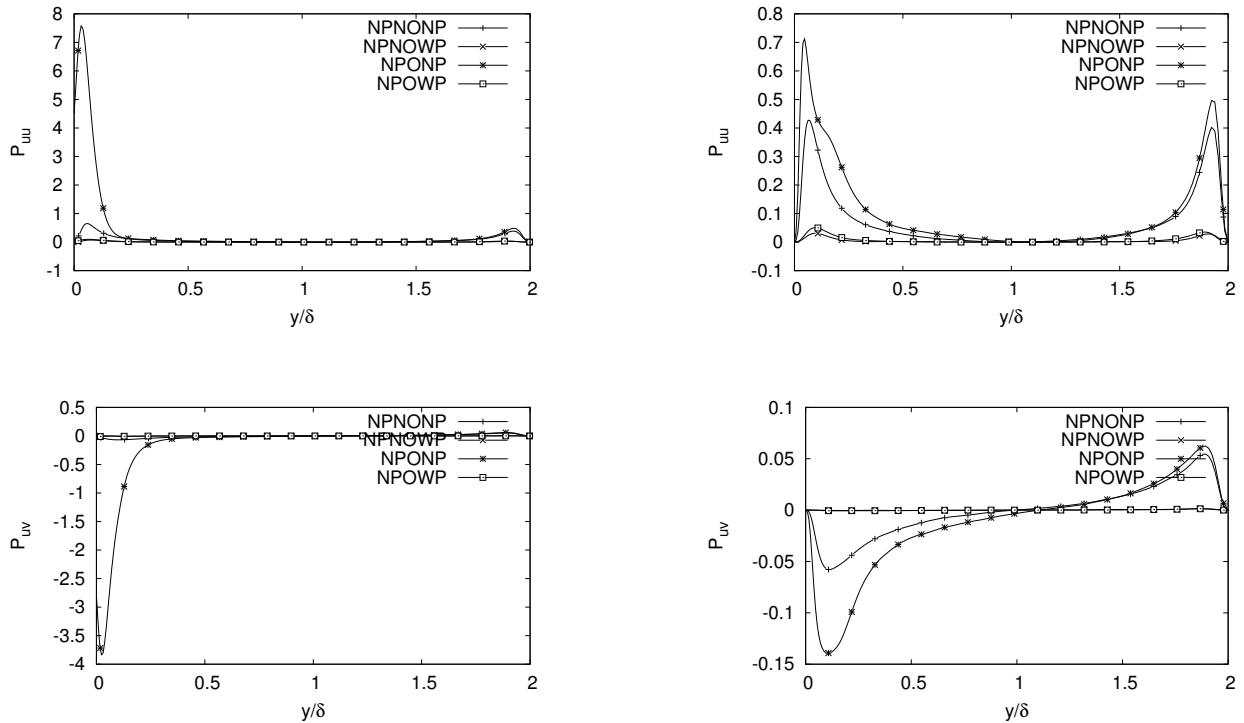


Figura 6.19: Perfiles de producción turbulenta para canal con perturbaciones negativas. Arriba: uu ; Abajo: uv ; Izquierda: Sobre perturbación; Derecha: Entre perturbaciones

6.4. Conclusiones

Luego de observar los resultados obtenidos en este capítulo, es notable que, el uso de perturbaciones positivas es de gran utilidad para mejorar los niveles de producción turbulenta, lo cual repercute en un movimiento más desordenado del flujo y por ende en un aumento de las características inherentes a la turbulencia. Este efecto, al igual que en todos los casos puede ser atenuado por la presencia de partículas sólidas como las usadas en este capítulo. No obstante, dicha atenuación no implica una disminución de la cantidad de energía requerida para mover el flujo.

Por otra parte, se pudo determinar que la combinación de perturbaciones tipo cavidad con partículas sólidas como las descritas en este capítulo, permiten obtener mejoras significativas en cuanto a la reorganización de las líneas de corriente del flujo con una subsecuente disminución de la cantidad de energía requerida para mover el flujo. Lo anterior, representa una gran oportunidad para la creación de una línea de investigación que permita desarrollar modelos más robustos y que permitan en definitiva tener una mayor idea de la aplicabilidad de este hallazgo.

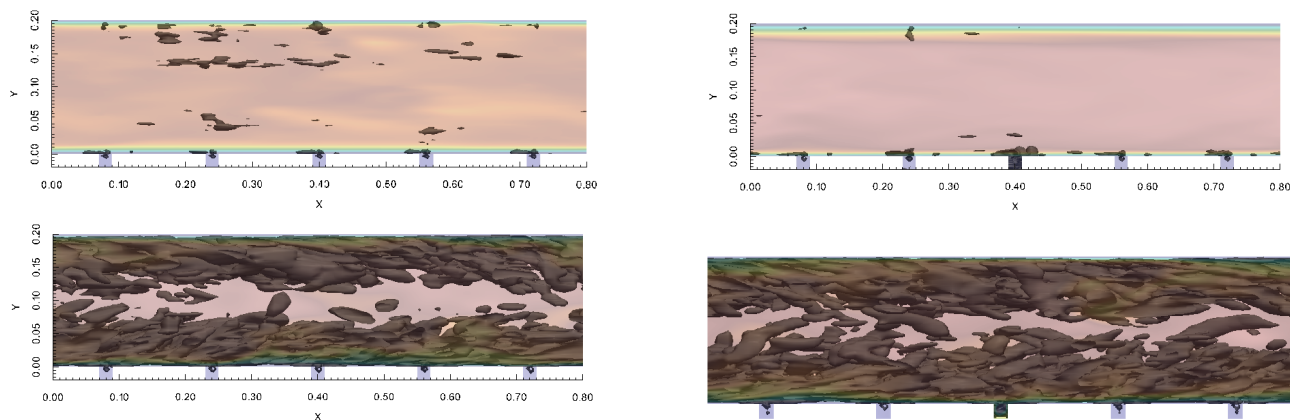


Figura 6.20: Estructuras coherentes para canal con perturbaciones negativas. Arriba: Con partículas; Abajo: Sin partículas; Izquierda: Estacionario; Derecha: Oscilatorio; $Q=5$

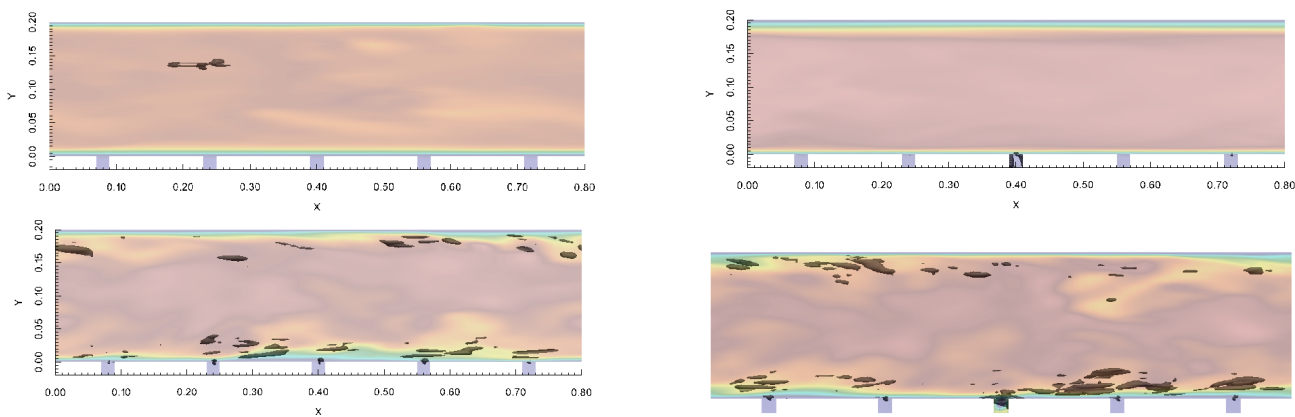


Figura 6.21: Estructuras coherentes para canal con perturbaciones negativas. Arriba: Con partículas; Abajo: Sin partículas; Izquierda: Estacionario; Derecha: Oscilatorio; $Q=70$

Capítulo 7

Conclusiones

En el presente trabajo se han explorado diferentes técnicas de control de flujo con el fin de determinar sus efectos, tanto de manera independiente como de manera combinada, sobre las características turbulentas de un flujo incompresible en canal. Los efectos producidos por las técnicas exploradas en este trabajo pueden abordarse desde dos perspectivas diferentes: modular el flujo de forma que se reduzcan los efectos de fricción turbulenta de pared o modular el flujo de forma que se acentúen los efectos de mezclado. Se encontró que, como se formuló en la hipótesis inicial, dependiendo de la combinación de parámetros, se podía alterar el comportamiento del flujo en cualquiera de las dos direcciones, es decir, generando aumento de los fenómenos de mezclado o reducción del arrastre turbulento. A continuación se presentan las principales conclusiones que se han podido extraer de los resultados del extenso grupo de experimentos numéricos realizados en el presente trabajo.

Inicialmente, se evaluó el desempeño que tiene tanto el modelo dinámico de Smagorinsky como el modelo de estructuras coherentes para predecir las estadísticas turbulentas de un flujo incompresible a través de un canal liso. En tal sentido, se observó que ambos modelos son capaces de reproducir de forma precisa las características turbulentas de este tipo de flujos. Desde el punto de vista de rendimiento computacional fue notable que el modelo de estructuras coherentes tuvo un consumo computacional ligeramente menor que el requerido por el modelo de Smagorinsky.

Un alto porcentaje de las simulaciones realizadas en este trabajo, involucraron la resolución de las ecuaciones de evolución de las partículas. La solución de estas ecuaciones genera un aumento de los requerimientos de capacidad de cómputo. Por esta razón, y con la finalidad de disminuir tales requerimientos, se decidió utilizar el modelo de estructuras coherentes para todas las simulaciones de producción.

En este estudio se realizaron simulaciones de flujos incompresibles turbulentos en canales lisos cargados con partículas sólidas. El modelo computacional configurado y empleado para resolver el flujo con partículas, fue validado satisfactoriamente usando como referencia resultados publicados previamente en la literatura [37]. Para los casos de validación se utilizaron partículas con dos valores de tiempos de respuesta diferentes ($\tau_p^+ = 200$ y $\tau_p^+ = 25$). Al realizar la validación con estos tiempos de respuesta se garantizó que la validación del modelo computacional abarcará todo el rango de tiempos de respuestas a utilizar en las simulaciones de producción mostradas en el capítulo 4 ($\tau_p^+ = 11, 30, 127$).

De los resultados obtenidos en las simulaciones para flujo en canal cargado con partículas sólidas, se pudo identificar que el tiempo de respuesta de las partículas, es un parámetro que permitió caracterizar la intensidad de modulación que producen las partículas en el flujo de transporte. Es importante destacar que para los valores más altos tiempo de respuesta de las partículas, se obtuvieron los mayores niveles de atenuación de fluctuaciones de velocidad, producción turbulenta y disipación viscosa. Este comportamiento fue de igual manera evidenciado en la reducción del fenómeno de formación de estructuras coherentes tipo Q en cada uno de los casos. De estos resultados también es importante hacer notar que, el cambio existente en los tiempos de respuesta de las partículas, se realizó mediante cambios en la densidad del material de estas. Así, tal como se explico en el capítulo 4, al mantener una fracción volumétrica constante en cada una de las simulaciones, los cambios de densidad del material de las partículas, repercutieron en cambios de la fracción másica de estas. En este sentido, al tener simulaciones con condiciones de fracción másica diferente, se pudo identificar que a medida que aumenta este valor, el efecto modulador de la turbulencia aumenta e inclusive, en algunos casos, esta modulación permite a su vez, disminuir los valores del término II.

Así mismo, en cada uno de los casos con partículas se observaron efectos de relaminarización de la fase de transporte. Tal comportamiento se encuentra en concordancia con el comportamiento de las estadísticas turbulentas obtenidas para cada caso analizado. En tal sentido, es importante mencionar que la relaminarización del flujo no es consecuencia de algún cambio de la viscosidad efectiva del flujo por efectos turbulentos, sino que por el contrario se debe a efectos de interacción entre las partículas y la fase de transporte. En particular, es importante destacar que los valores de la viscosidad turbulenta μ_T , aunque no se muestran en este estudio, están por el orden de 1×10^{-9} , por lo que no se puede considerar como un valor representativo cuando se compara con el orden de magnitud utilizado para la viscosidad cinemática de la fase de transporte (1×10^{-5}).

Como se indicó al comienzo de este documento, otra de las técnicas ampliamente utilizada para el control de flujo es la prescripción de perturbaciones geométricas superficiales. Por esta razón, en el presente trabajo se decidió explorar la prescripción de perturbaciones geométricas

dispuestas en un arreglo transversal al flujo, pero de dimensiones de macro-escala (es decir comparables con la escala integral del flujo), técnica poco explorada en la literatura. En particular, los resultados obtenidos al prescribir tales perturbaciones permitieron concluir que:

- Se observó que la presencia de perturbaciones geométricas en la pared, como las utilizadas en este estudio generan cambios en el valor del término Π cuando se desea mantener un flujo másico constante.
- Las perturbaciones positivas tienen un mejor efecto en cuanto a la distribución de las estructuras coherentes en comparación a las perturbaciones negativas. Tal comportamiento, permite elucidar que este tipo de perturbaciones generan una mejora en los procesos de mezclado que puedan ser directamente asociados al comportamiento turbulento del flujo.
- Contrario a lo que sucede con las perturbaciones positivas, las perturbaciones negativas generan una modificación agresiva del comportamiento de los términos de producción turbulenta y disipación viscosa de forma local. Inclusive, para el caso con oscilación se observa también un aumento localizado y considerable de los niveles de intensidad turbulenta dentro de la cavidad oscilante, por lo que es posible pensar que este movimiento puede mejorar de forma local procesos de transferencia de calor.
- Desde el punto de vista de consumo energético, evaluado mediante el término Π , se observa que para el caso con perturbaciones positivas, los niveles de requerimiento de energía aumentan considerablemente. Caso contrario sucede para el caso con perturbaciones negativas en donde se pueden observar variaciones significativas en la dinámica turbulenta del flujo con poco requerimiento adicional de energía. Particularmente, el caso oscilatorio luce como una alternativa bastante apetecible debido al aumento de intensidad turbulenta localizada que se observa en la cavidad oscilante.
- Cuando se aplica el movimiento oscilatorio a las perturbaciones, se observa que el mismo tiene efectos contrarios para cada tipo de perturbaciones geométricas. Para las perturbaciones positivas se observa que este movimiento genera una disminución de los niveles de fluctuaciones de velocidad en las direcciones *streamwise* y normal a la pared en comparación al caso estacionario. En la dirección *spanwise* este atenuación no se presenta. Este efecto es más evidente, cuando se evalúan los perfiles de fluctuación encima de la perturbación oscilante. Para las perturbaciones negativas, se observa que este movimiento genera aumentos locales de los niveles de fluctuaciones de velocidad en todas las direcciones.

- Para el caso con perturbaciones positivas, el movimiento oscilatorio tiene un efecto positivo en cuanto a la formación de estructuras coherentes tipo Q. Esto evidencia, un aumento de los movimientos vorticales del flujo, los cuales se presumen se dan en escalas del tipo integral, de acuerdo con el comportamiento de las fluctuaciones de velocidad mencionado anteriormente.
- Así mismo es posible concluir que el uso de perturbaciones positivas es de gran utilidad para aumentar los niveles de producción turbulenta y mezclado. Este efecto, al igual que en todos los casos puede ser atenuado por la presencia de partículas sólidas con características similares a las utilizadas en este estudio.

Un aspecto importante a resaltar, es que la existencia de atenuación de la fase de transporte debido a la presencia de partículas sólidas, no implica necesariamente una disminución de la cantidad de energía requerida para mover el flujo. Esto debido a la influencia que tienen tanto la resistencia inercial de las partículas, como en el coeficiente de fricción de pared en el requerimiento de energía que se presenta para mover este tipo de flujos.

Se pudo determinar que la combinación de perturbaciones tipo cavidad con partículas sólidas con $\tau_p^+ = 30$ para un $Re_\tau = 180$, permite obtener cambios significativos en la dinámica turbulenta del flujo. Estos cambios se evidencian en una reorganización de las líneas de corriente del flujo, en la modulación de la turbulencia, así como en una disminución del término Π , lo cual genera en consecuencia, una disminución de la cantidad de energía requerida para mover el flujo.

Finalmente, de acuerdo con lo mencionado anteriormente y de acuerdo con los resultados obtenidos en este estudio, se concluye que el uso de perturbaciones negativas, partículas con un tiempo de respuesta adecuado y la imposición de un movimiento oscilatorio, genera los mejores resultados en cuanto a la disminución del término Π . En tal sentido, una línea de investigación asociada a estas observaciones queda abierta para futuros trabajos.

Apéndice A

Flujo turbulento a través de una cavidad

A.1. Introducción

El flujo a través de una cavidad tridimensional (LDC) es un bien conocido caso *Benchmark* y ampliamente utilizado debido a la riqueza física de este tipo de flujo. El flujo LDC es un buen ejemplo de flujos recirculantes, los cuales se presentan en una gran variedad de fenómenos físicos, tales como flujo alrededor de esferas, aplicaciones aerodinámicas, geometrías con escalones (Back step), entre otras. La comprensión de la dinámica de este tipo de flujos es relevante para el estudio de capas límites, aplicaciones de control de flujo, reducción de arrastre de pared, procesos de mezclado y muchos otros procesos más. Sin embargo, hoy en día hay muchos aspectos no resueltos y/o incomprendidos relacionados con el entendimiento de la naturaleza y ocurrencia de la presencia reproducible de oscilaciones auto sostenibles, presentes en ubicaciones espaciales localizadas cuando se estudian señales evolutivas en el tiempo de presión y velocidad para este tipo de flujos. Por ejemplo, en el flujo LDC tridimensional, tales oscilaciones producen tonos discretos de amplitud elevada en los espectros de velocidad y presión a frecuencias bien definidas, lo cual genera vibraciones estructurales e incrementa el arrastre promedio dentro de la cavidad [98].

Aspectos como el origen y la evolución de estructuras vorticales en confinamiento, así como la generación y sustentación de turbulencia interna en flujos recirculantes han sido examinados a la luz de la riqueza física del flujo LDC. Además, dada la simplicidad y modularidad de tal geometría, el flujo LDC constituye uno de los casos canónicos de estudio e investigación en el campo de la dinámica de flujos recirculantes [6] [18]. Inicialmente, la mayoría de los estudios

numéricos para esta geometría estaban limitados a estudios bidimensionales en los inicios de los años 90. Esto se debía principalmente, a la falta de capacidad computacional [57]. Sin embargo, desde los trabajos de Leriche y Labrosse [85] y Albensoeder y Kuhlmann [1], la mayoría de los estudios numéricos de flujo LDC se han enfocado en el estudio de la geometría tridimensional; no obstante, se ha hecho poco énfasis, hasta el mayor conocimiento del autor, en áreas tales como el estudio de estadísticas turbulentas, identificación de posibles estructuras coherentes y el efecto de la paredes normales a la dirección de la envergadura de la cavidad (Spanwise) sobre el comportamiento turbulento del flujo. Por nomenclatura, se conocerá a la dimensión *spanwise* de aquí en adelante como *wsp*.

El flujo LDC es caracterizado por la presencia de diferentes fenómenos turbulentos actuando de forma simultanea. Dentro de tales fenómenos se pueden mencionar: flujos cortantes, desprendimiento de capa límite y remolinos de tamaños diferentes. De acuerdo a Leriche [87], algunas de las principales características de este flujo son: líneas de corriente curvas, vórtices tipo Taylor-Gortler, choque de chorros en las paredes, vórtices giratorios en las esquinas de la cavidad y la coexistencia adyacente de regiones de naturaleza turbulenta y laminar dentro de la cavidad.

Diferentes autores han estudiado el comportamiento inestable del flujo LDC para diferentes números de Reynolds [18] [62] [30], enfocándose principalmente en la evolución temporal del vórtice principal del flujo. Sin embargo, algunos autores se han enfocado en el comportamiento oscilatorio del flujo en la dirección *spanwise* [85][86], aportando nueva evidencia de la compleja dinámica que gobierna este tipo de flujos. Se piensa que tal comportamiento es promovido en parte por los efectos cortantes que se presentan en regiones cercanas a las paredes de la cavidad, las cuales tienen un efecto repulsivo sobre las corrientes del flujo en dirección *spanwise*, lo cual afecta tanto el proceso de formación de estructuras coherentes como los mecanismos de producción turbulenta y disipación viscosa. Por esta razón, se hace necesario aumentar la comprensión y entendimiento de la influencia de la *wsp* en el comportamiento turbulento del flujo LDC.

De acuerdo con lo expresado anteriormente, el presente capítulo se enfoca en la caracterización del comportamiento turbulento de un flujo LDC con *wsp* para diferentes números de Reynolds. Se presta atención especial al estudio de los términos de producción turbulenta y disipación viscosa del presupuesto de energía cinética turbulenta, en conjunto con un análisis de la evolución y sostenibilidad de las estructuras coherentes tipo Q [56]. Finalmente, al evaluar las estructuras observadas, así como el comportamiento de las fluctuaciones de velocidad, es posible observar que, existe una influencia directa de la WSP con la formación y evolución de las estructuras coherentes, así como con el comportamiento de los mecanismos de producción turbulenta y disipación viscosa, permitiendo de esta manera conocer nuevos

aspectos relacionados con flujos recirculantes a bajos y moderados números de Reynolds.

A.2. Métodos numéricos utilizados

En este capítulo se considera un modelo para un flujo incompresible, transitorio y turbulento. La estructura en forma de cavidad estudiada corresponde a la mostrada en la figura A.1. Todas las simulaciones numéricas realizadas se ejecutaron utilizando el método de los volúmenes finitos con esquemas numéricos de resolución espacial de tercer orden y un esquema temporal tipo Crank-Nicholson prescritos en las bibliotecas de C++ de OpenFOAM 2.3.1. El acoplamiento entre la presión y velocidad se realizó mediante la aplicación del algoritmo PISO. Así mismo, los tiempos de simulación fueron lo suficientemente largos para garantizar que las estadísticas turbulentas obtenidas y analizadas para cada número de Reynolds son representativas. Se evaluaron dos números de Reynolds ($Re = 3200$ y 10200) basados en el ancho de la cavidad y la velocidad del flujo en la parte superior.

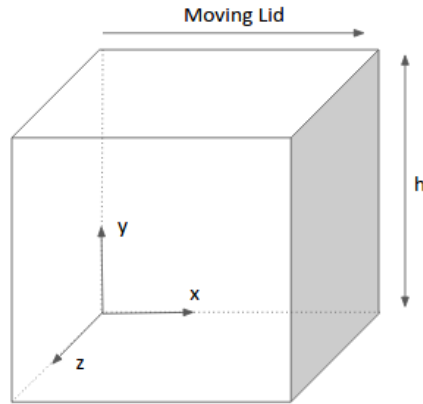


Figura A.1: Geometría de la cavidad cúbica utilizada

Con la finalidad de calcular y modelar los fenómenos turbulentos presentes en el flujo, se desarrollaron simulaciones LES, empleando el modelo de subgrilla propuesto por Germano [46]. Por consiguiente, las ecuaciones gobernantes del modelo computacional utilizado se pueden expresar tal como se muestra en las ecuaciones A.1 y A.2.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i)(\bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}^R}{\partial x_j} \quad (\text{A.2})$$

El flujo a través de la cavidad, tal como se muestra en la figura A.1 es impulsado solamente

por el movimiento de la pared superior, la cual se mueve en la dirección positiva x . El perfil de velocidad para el número de Reynolds 3200 fue prescrito como constante. Respecto al número de Reynolds de 10200, un perfil de velocidad no uniforme fue adoptado tal como es recomendado por Leriche y Gavrilakis [84]. El número de Reynolds fue calculado usando el ancho de la cavidad (h) como longitud característica y la velocidad promedio de la pared superior como velocidad característica. Condiciones de impermeabilidad y no deslizamiento fueron prescritas en todas las paredes de la cavidad.

Las simulaciones computacionales fueron ejecutadas usando una malla computacional de $197 \times 197 \times 100$ para el caso con $Re = 3200$ y de $170 \times 170 \times 64$ para el $Re = 10200$, lo cual permite obtener un aceptable nivel de refinamiento en las regiones cercanas a la pared, tal como se muestra en la tabla A.1. El tiempo característico utilizado para todos los análisis temporales fue prescrito como $t_c = h/2U_B$, donde U_B es la velocidad promedio de la pared superior. Los tiempos característicos para cada número de Reynolds son $t_c = 3,51$ s, 3) y $t_c = 0,93$ s para $Re = 3200$ y 12000 respectivamente. El tiempo total de simulación fue de $579 t_c$, y $537 t_c$ para cada número de Reynolds, siendo estos tiempos de simulación lo suficientemente largos para asegurar estabilidad estadística en el comportamiento de los campos de velocidad y presión, tal como lo expresan Prasad y Koseff [116], Leriche y Gavrilakis [84] y Deshpande y Milton [30].

En este capítulo las letras en estilo capital son usadas para identificar valores promedios temporales y las letras en estilo minúsculas representan valores instantáneos. Los promedios fueron calculados a partir de datos de campos de velocidad y presión tomados a una frecuencia de 50 Hz para el número de Reynolds más bajo y de 400 Hz para el número de Reynolds más alto. Los puntos de muestreo fueron prescritos sobre las líneas vertical y horizontal que pasan a través del centro geométrico del plano de simetría XY (Ver figura A.2).

Re	$min x^+$	$min y^+$
3200	0.19	0.5
12000	2.7	1.59

Cuadro A.1: Unidades de pared para cada uno de los casos simulados

A.3. Resultados

Con la finalidad de facilitar la comprensión de los resultados, los mismos son mostrados de forma separada para cada número de Reynolds. Inicialmente se muestra la validación de los modelos computacionales utilizados para ambos números de Reynolds, mediante la com-

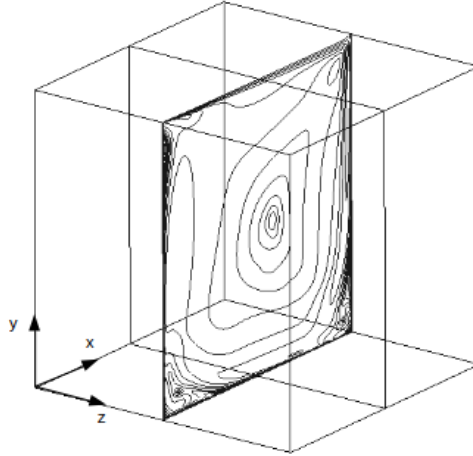


Figura A.2: Plano de simetría xy

paración de los perfiles de velocidad y fluctuaciones de velocidad obtenidos en cada una de las simulaciones contra resultados experimentales y numéricos publicados previamente por Leriche y Labrosse [85] Deshpande y Milton [30] y Prasad y Koseff [116].

A.3.1. $Re=3200$

Para determinar el tiempo de análisis adecuado para el flujo LDC, se realizó un seguimiento localizado de los campos de presión y velocidad dentro de la cavidad. En las figuras A.3 y A.4 se muestra la evolución temporal de la presión y la componente horizontal de la velocidad del flujo (u) en diferentes puntos de la cavidad ($x/h = 0$, $x/h = 0,48$, $x/h = -0,48$) en el plano de simetría XY. Mediante un análisis de frecuencias de las señales de evolución de los campos antes mencionados, el cual se encuentra representado en las figuras A.5 y A.6, se determinó una frecuencia base de $f = 0.009918$ Hz. Este valor se encuentra presente en ambos espectros y representa la frecuencia a la cual se presenta la mayor potencia de señal para ambos casos, tal como se muestra en la figura A.7. Tal frecuencia representa un periodo de cuasi-periodicidad igual a 100.82 s, lo cual representa $28.7 t_c$, para un total de aproximadamente 20 ciclos estudiados en este trabajo para obtener las estadísticas turbulentas.

Es importante mencionar, que en cualquier caso, se observó que el comportamiento de las señales está directamente relacionado con la posición del punto de muestreo seleccionado, observando frecuencias y amplitudes muy diferentes dependiendo de la región estudiada. Este fenómeno produce brechas en el comportamiento de las señales, generando en consecuencia un nivel adicional de complejidad para desarrollar un criterio unificado de análisis y comprensión del fenómeno. De igual manera, se puede notar que en la región inferior de la cavidad es donde se presentan las amplitudes de potencia más grandes para diferentes valores de frecuencia. Este

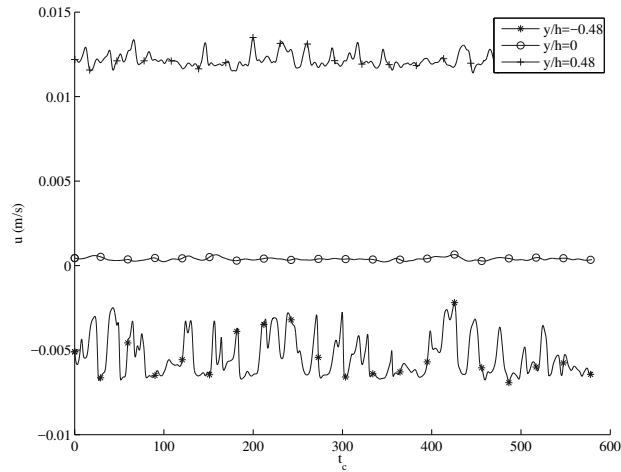
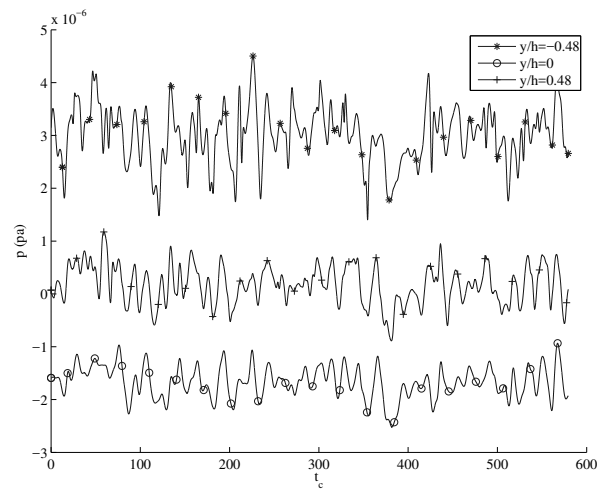
Figura A.3: Evolución temporal de u 

Figura A.4: Evolución temporal de la presión

comportamiento sugiere que en esta región se presentan los mayores niveles de intercambio de momento en el flujo.

Para validar el modelo, los resultados obtenidos fueron comparados contra los resultados de Prasad y Koseff [116], Leriche y Labrosse [85], Leriche [86] y Deshpande y Milton [30]. En las figuras A.8 y A.9 se presentan perfiles de velocidad promedio en dirección vertical y horizontal. Los datos fueron tomados en la línea vertical (x) y horizontal (y) a través del centro de la cavidad sobre el plano de simetría XY respectivamente y es comparado contra los resultados experimentales publicados por Prasad y Koseff [116], obteniendo una aproximación satisfactoria. Sin embargo, es necesario resaltar que mientras los resultados de las pruebas numéricas presentadas en este capítulo están basados en un tiempo total de simulación de $579 t_c$, los resultados propuestos por Prasad y Koseff [116] están basados en un muestreo total

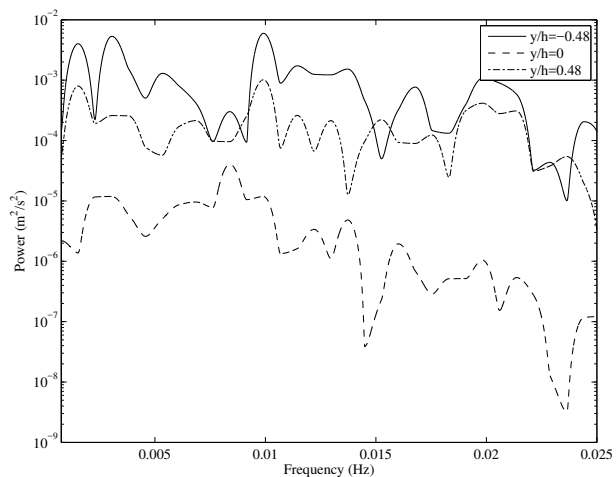


Figura A.5: Espectro de energía de u

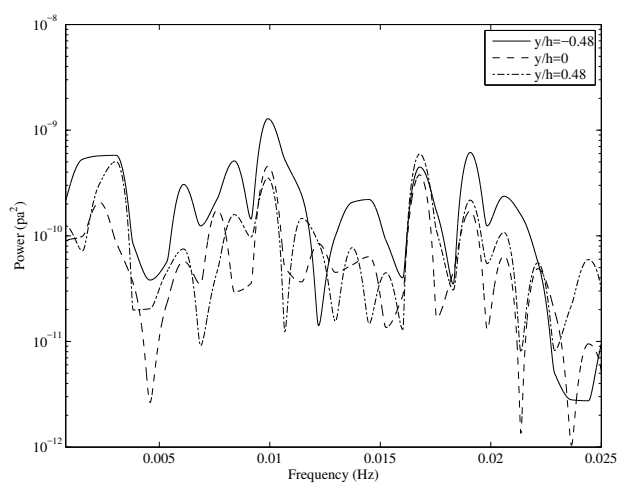


Figura A.6: Espectro de energía de la presión

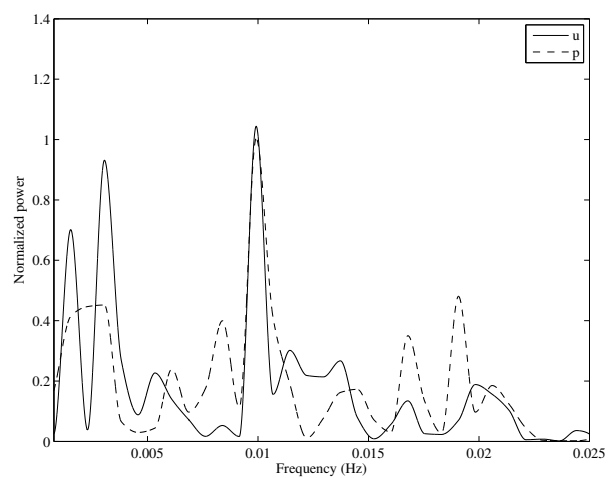
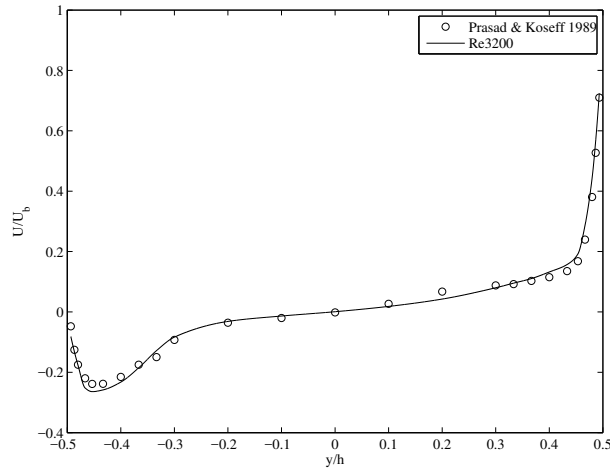


Figura A.7: Espectros de energía normalizados para $y/h=-0.48$

Figura A.8: Perfiles de velocidad promedio U

de 96 tiempos característicos. Una característica importante del flujo se observó cuando los perfiles de velocidad sobre otros planos fueron construidos. Se observó que el efecto de la pared WPS es lo suficientemente fuerte para inducir un movimiento oscilatorio en la dirección *Spanwise*.

Con la finalidad de mostrar el efecto de la pared WSP sobre el flujo en la dirección *Spanwise*, se construyeron perfiles de velocidad promedio (W) a través de la dirección (z) en planos localizados en $z/h = -0.33, 0.33$ y 0 (Ver figura A.10). Se puede resaltar que tanto la velocidad instantánea (w) como la velocidad promedio (W), se comportan de forma no homogénea sin importar cual sección de la cavidad sea estudiada. Dicho efecto puede ser observado de forma más apropiada en la figura A.11. Claramente, dos corrientes de flujo provenientes de las paredes en la dirección (z) se mueven con una tendencia a colisionar en el plano central de la cavidad, generando una zona de transición cercana a tal región. Esta observación es consistente con lo observado a través de los resultados experimentales de Prasad y Koseff [116].

Una de las medidas más importantes en el estudio de flujos turbulentos es el promedio cuadrático o simplemente (r.m.s) de las fluctuaciones de velocidad o presión. En la figura A.12, se muestran perfiles de fluctuaciones de velocidad (v') normalizados con U_b . Así mismo, en la figura A.13, se presenta el perfil uno de los términos estándar del tensor de esfuerzos de Reynolds ($u'v'$). Comparando ambos perfiles respecto a los resultados experimentales de Prasad y Koseff [116], se puede observar que hay diferencias significativas en algunos puntos; sin embargo, comparando los resultados de este estudio con los datos presentados por Deshpande y Milton [30], se observa una mejor coincidencia de los resultados. No obstante, sin importar el nivel de refinamiento utilizado en el modelo computacional ni el nivel de precisión prescrito, los perfiles numéricos obtenidos siempre están lejos de los resultados de Prasad y Koseff [116].

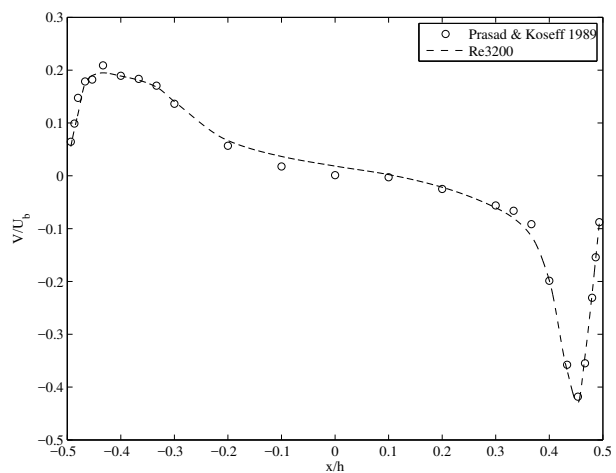


Figura A.9: Perfiles de velocidad promedio V

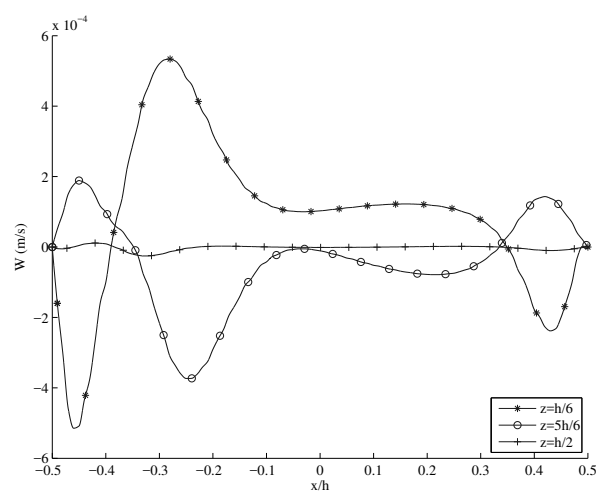


Figura A.10: W profile

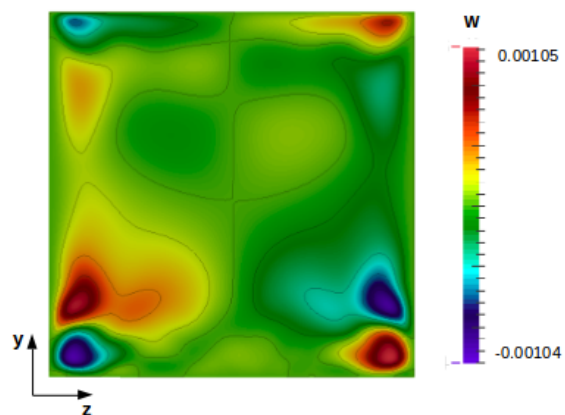


Figura A.11: Contorno de W sobre el plano de simetría yz

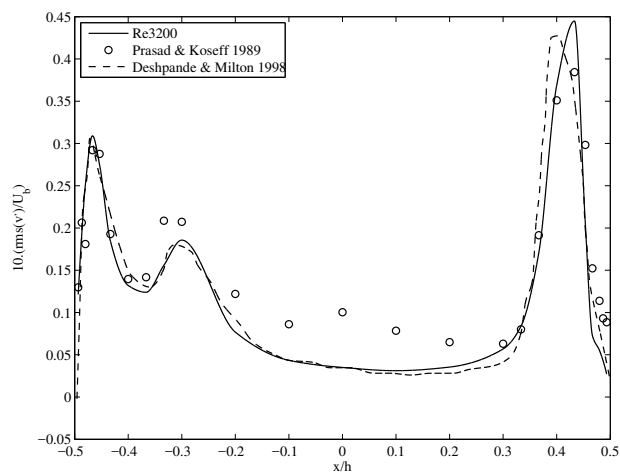


Figura A.12: Perfiles de r.m.s (v')

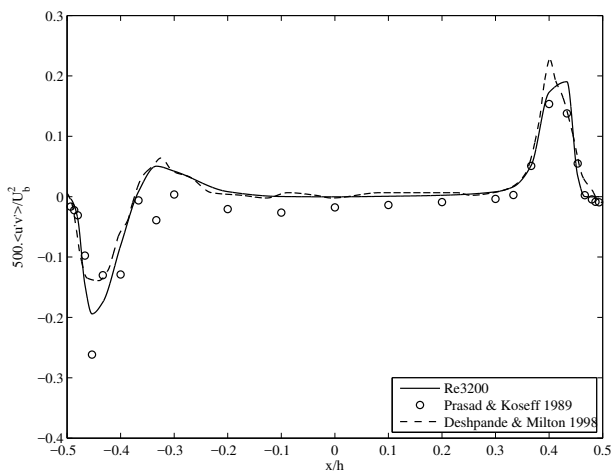


Figura A.13: Perfiles de $\langle u'v' \rangle$

Como era e esperarse, los valores más altos de $\langle u'v' \rangle$ y $r.m.s(v')$ se obtuvieron en regiones cerca a las paredes, en donde los valores más altos de esfuerzos cortantes aparecen debido a la presencia de las paredes y producen regiones de turbulencia inclusive para el número de Reynolds más bajo estudiado. De acuerdo con esto, luce evidente que en estas regiones aparecen los niveles más altos de producción turbulenta y disipación viscosa, tal como se observa más abajo. Así mismo, de acuerdo con lo observado en las figuras A.12 y A.13, existe una tendencia de formación de un comportamiento tipo chorro cerca de la pared frontal ($x/h=0.5$) el cual también fue reportado por Prasad y Koseff [116] y Leriche y Gavrilakis [84]. El comportamiento tipo chorro mencionado anteriormente genera un choque del flujo en la pared inferior, lo cual sugiere ser la razón para la formación de los vórtices secundarios y estructuras vorticales que se comportan de forma coherente desde esta región y a través de toda la pared inferior. Para identificar este tipo de estructuras vorticales, se analizó el segundo invariante del tensor de gradiente de velocidad, también conocido como criterio tipo Q como lo plantea Hunt et al. [56]. Así, el criterio Q es definido como:

$$Q = \frac{1}{2}(u_{ii}^2 - u_{ij}u_{ji}) = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (\text{A.3})$$

El criterio Q es utilizado como un mecanismo para identificar estructuras coherentes de naturaleza vortical o rotacional. De acuerdo con lo expresado en [56] un vórtice es definido como una región de fluido conectado con un valor positivo del segundo invariante del tensor de gradiente de velocidad, con la condición adicional de que el valor de la presión del área evaluada debe ser menor que la presión externa. Tal criterio, de la forma como es mostrado en la ecuación A.3, permite diferenciar cambios en la vorticidad debido a cambios de esfuerzos cortantes en la pared y contribuciones de vorticidad como consecuencia de la naturaleza del flujo estudiado, así como de la dinámica rotacional del mismo. Tal como lo discute Hussain [58] y Sahner et al. [123], estas estructuras pueden aparecer en regiones en donde existen altos niveles de deformación comparados con los niveles de vorticidad. En tal caso, el valor de Q es menor que cero ($Q < 0$). Adicionalmente, valores positivos de Q determinan regiones en donde hay una predominancia de la vorticidad en comparación a la tasa de deformación local del flujo. Por lo tanto, un valor de Q mayor que cero, representa regiones en donde los efectos vorticales dominan los efectos cortantes.

Las figuras A.14 y A.15 muestran las estructuras Q identificadas para este caso. En tales figuras, se presentan iso superficies de Q en regiones cercanas a la pared inferior de la cavidad. El valor límite utilizado para la construcción de tales iso superficies fue determinado de manera semi-empírica, siempre tratando de obtener una estructura claramente discernible para un periodo determinado de rotación del flujo. Las estructuras mostradas en las figuras

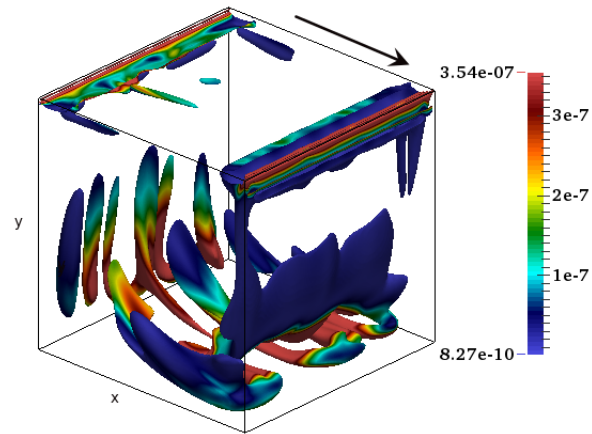


Figura A.14: Iso superficies de estructuras coherentes tipo Q ($Q=0.015$). Vista isométrica coloreada con valores instantáneos de disipación viscosa para $t_c = 18,23$

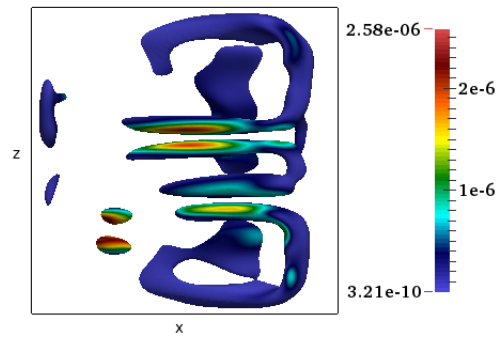


Figura A.15: Iso superficies de estructuras coherentes tipo Q ($Q=0.015$). Vista isométrica coloreada con valores instantáneos de disipación viscosa para $t_c = 0$

A.15 y A.16 son tomadas como una imagen fotográfica de la evolución de las mismas en un instante determinado. En tal sentido, fue posible observar la presencia de las bien conocidas estructuras tipo herradura, las cuales, aunque son persistentes en el tiempo, presentan variaciones temporales de sus dimensiones (Longitud de los brazos de la herradura) y en el número de estructuras presentes en cada instante analizado. Tal variación en las características de las estructuras coherentes están relacionadas con el comportamiento cuasi-periódico del flujo, así como con los diferentes mecanismos de generación de turbulencia que se presentan dentro de la cavidad. Tales estructuras, se originan en el fondo de la cavidad, bajando hacia la parte de posterior de la misma y desapareciendo en regiones cercanas a esta última con un flujo en dirección opuesta a la dirección del movimiento de la pared superior. Al respecto, en las figuras A.15 y A.16 se muestra dos instante diferentes en donde se puede evidenciar de forma global la forma en la que evolucionan temporalmente las estructuras mencionadas anteriormente.

Una característica resaltante del flujo LDC que se presenta como consecuencia directa de la

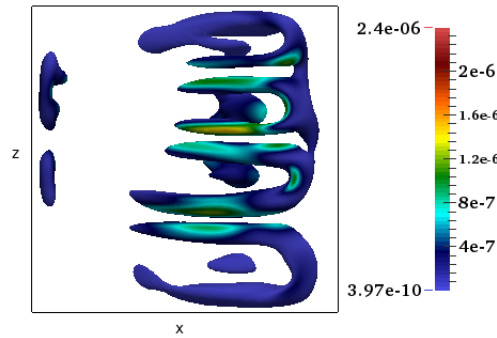


Figura A.16: Iso superficies de estructuras coherentes tipo Q ($Q=0.015$) vistas desde el fondo de la cavidad. Vista isométrica coloreada con valores instantáneos de disipación viscosa para. $t_c = 9,14$

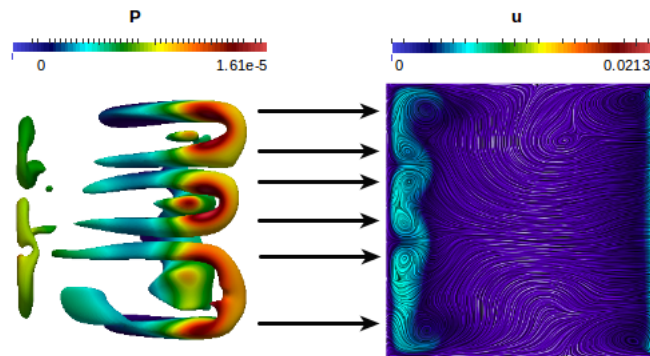


Figura A.17: Relación entre las estructuras Q y los puntos de silla

pared WSP, es la presencia de puntos de silla, los cuales parece estar fuertemente relacionados con la generación de vórtices y estructuras tipo Q formadas en la parte inferior de la cavidad. Tal relación puede ser observada en la figura A.16, en donde cada brazo de la herradura se encuentra alineado con uno de los vórtices formados. La formación de dichos vórtices parece ser una consecuencia del comportamiento dinámico de los puntos de silla. De acuerdo con expuesto anteriormente, es válido pensar que una de las razones para el comportamiento oscilatorio del flujo en la dirección *Spanwise* es la presencia de los puntos de silla como puntos de inestabilidad.

Otra forma de caracterizar la influencias de las paredes y el número de Reynolds sobre el comportamiento del flujo LDC es calcular la producción turbulenta y la disipación viscosa del presupuesto de energía cinética turbulenta. Con base en esto, en las figuras A.18 y A.19 se muestran contornos de ambos términos en la parte inferior de la cavidad y en el plano de simetría ZY. Se puede observar que las regiones de mayor disipación viscosa y producción turbulenta se localizan en la parte inferior de la cavidad. No obstante, es notable que los mayores valores se encuentran concentrados en la línea central en la dirección *stream wise*, lo

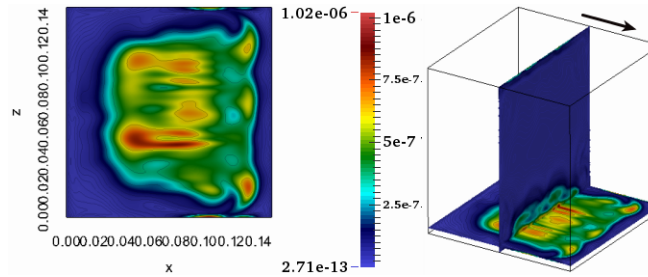


Figura A.18: Contornos de disipación viscosa en la dirección $u'u'$ para $Re=3200$

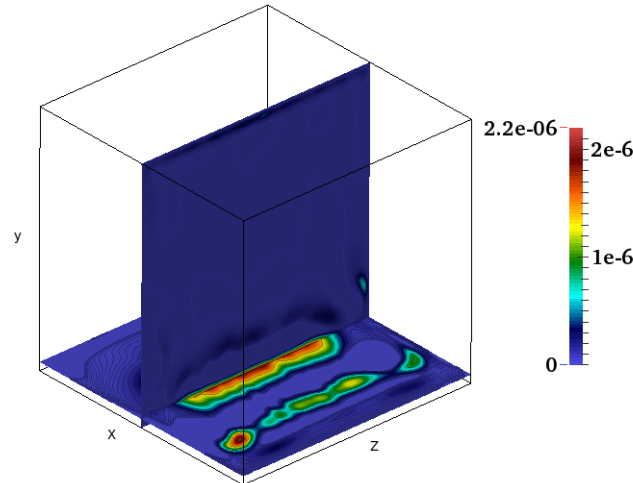


Figura A.19: Contorno de producción turbulenta para la dirección $u'u'$ para $Re=3200$

cual parece ser un efecto directo del comportamiento del flujo en la dirección *Spanwise*.

A.3.2. $Re=10200$

Para este número de Reynolds se puede evidenciar que a diferencia del anterior número de Reynolds, la frecuencia de oscilación principal de las señales de u y p no se encuentran sincronizadas. En las figuras A.20 y A.21 se observa que las frecuencias principales son 0.01831 Hz y 0.03815 Hz para u y p respectivamente. De acuerdo con lo anterior, es razonable pensar que el comportamiento del flujo LDC cambia drásticamente a medida que aumenta el número de Reynolds. Esta aseveración puede confirmarse al observar el comportamiento de las estructuras coherentes tipo Q, la producción turbulenta y la disipación viscosa.

Con la finalidad de validar los resultados para $Re=10200$, se compararon los resultados obtenidos de (r.m.s) de las fluctuaciones de velocidad, así como el perfil de $\langle u'v' \rangle$ contra los resultados experimentales de Prasad y Koseff [116], Leriche y Labrosse [85] y Leriche [86] (Ver figuras A.23 y A.24). Al realizar tal comparación se puede observar que los perfiles se comportan de forma similar aún cuando algunas discrepancias numéricas son observadas

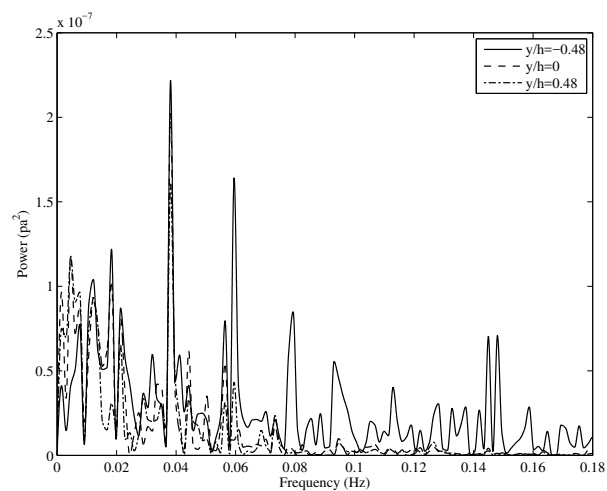


Figura A.20: Espectro de energía de la presión para $Re=10200$

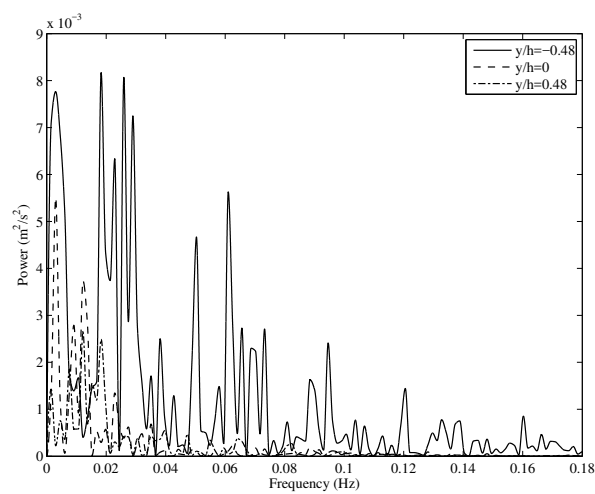


Figura A.21: Espectro de energía de u para $Re=10200$

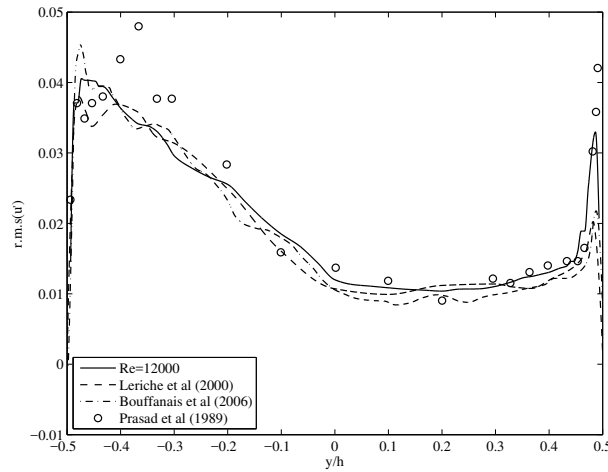


Figura A.22: Perfiles de $r.m.s(u')$ sobre una línea vertical que pasa por el centro geométrico del plano de simetría xy para $Re=10200$

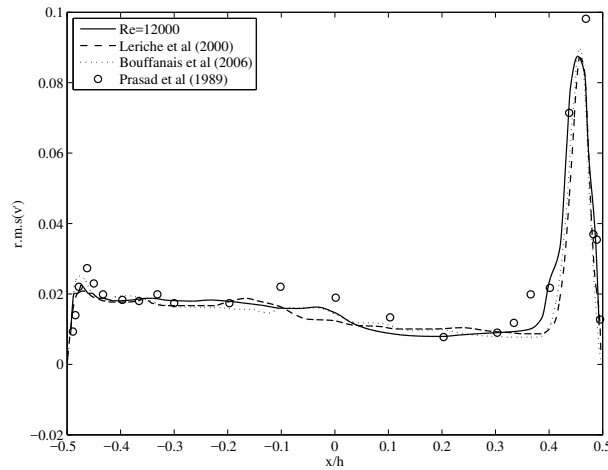


Figura A.23: erfiles de $r.m.s(v')$ sobre una línea vertical que pasa por el centro geométrico del plano de simetría xy para $Re=10200$

en las regiones cercanas a la pared. Así, la tendencia global del flujo es predicha de forma aceptable, tal como se muestra en la figura A.26, en donde la ubicación de los picos y valles de tales perfiles son capturados de forma precisa por el modelo computacional utilizado en este trabajo. Por lo tanto, los resultados obtenidos pueden ser usados para extraer las estructuras coherentes que se presentan y de la misma forma, evaluar el comportamiento de los términos de producción turbulenta y disipación viscosa.

Para este caso también se observa un comportamiento oscilatorio del flujo en la dirección *Spanwise*, lo cual al igual que para el caso con $Re=3200$ es una consecuencia directa de la presencia de las paredes WSP. (Ver figura A.25.

Cuando se evalúan las estructuras coherentes para este caso, se observa un comportamiento

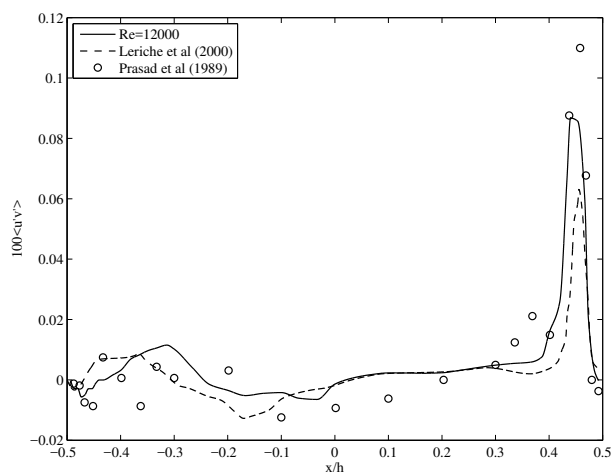


Figura A.24: erfiles de $r.m.s(w')$ sobre una línea vertical que pasa por el centro geométrico del plano de simetría xy para $Re=10200$

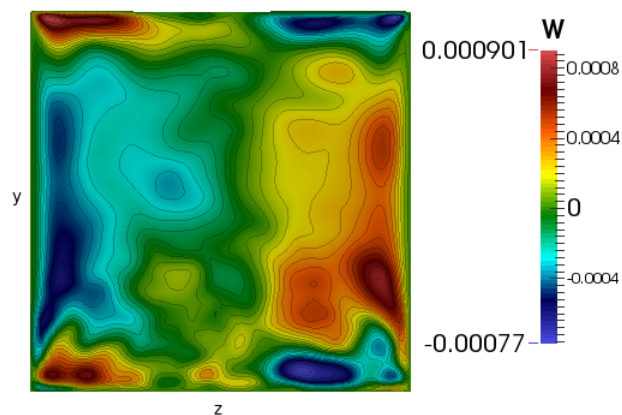


Figura A.25: Contorno de W en plano de simetría zy para $Re=10200$

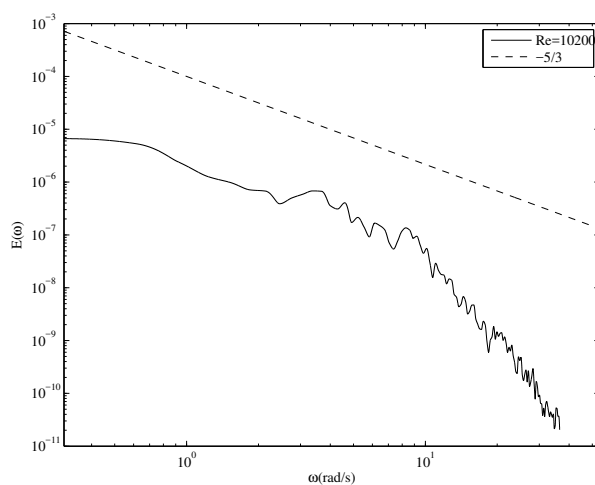


Figura A.26: Espectro de energía en escala logarítmica para u' at $y/h = -0,48$

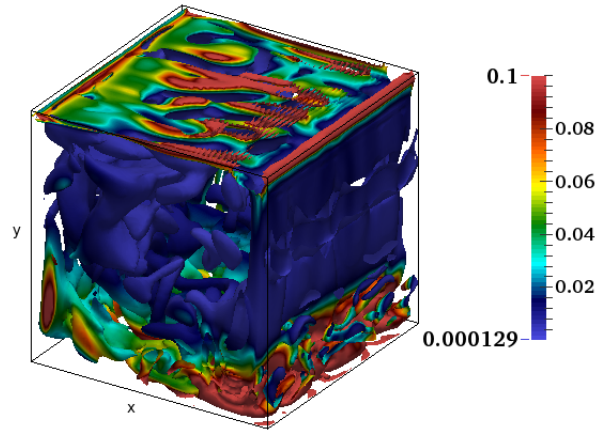


Figura A.27: Estructuras coherentes tipo Q para $t_c = 724,26$ coloreadas con la disipación viscosa. $Q=0.6$

más fuerte y de presencia más abundante respecto al caso con $Re=3200$, tal como se muestra en la figura A.26. Tal comportamiento era esperado por el autor con base en los resultados previamente publicados por Leriche y Labrosse [85], Leriche [86] y Prasad y Koseff [116], quienes obtuvieron aumentos de la intensidad turbulenta del flujo para un número de Reynolds similar. Así mismo, también se observa un comportamiento oscilatorio de las estructuras coherentes (Ver figuras A.28 y A.29); No obstante, la identificación de tales estructuras tiene un grado de dificultad mayor debido al alto nivel de turbulencia presente en el flujo.

Para este caso, también se observa una correlación directa entre la presencia de puntos de silla y la formación de estructuras coherentes de origen vortical; sin embargo, tal como se puede observar en la figura A.30 dichos vórtices no se encuentran totalmente alineados en comparación al comportamiento de los mismos para el caso de $Re=3200$. Tal diferencia en el comportamiento de las estructuras coherentes puede ser consecuencia de la presencia de mayores niveles de producción turbulenta en esta región, lo cual aumenta los niveles de intensidad turbulenta, creando por lo tanto un movimiento del flujo más desordenado.

Por otra parte, los términos de producción turbulenta y disipación viscosa se comportan de forma diferente comparado con el caso de $Re=3200$. Aún cuando las regiones de mayor actividad turbulenta aún se encuentran en regiones cercanas a la pared inferior de la cavidad, es evidente, tal como se muestra en las figuras A.31 y A.32, que el término de disipación viscosa parece tener una distribución más uniforme en la dirección *spanwise* y los valores más altos de producción turbulenta fueron desplazados hacia la región donde el flujo tipo chorro choca con la pared inferior de la cavidad. Tal comportamiento del término de producción turbulenta explica la desincronización que existe en el comportamiento de las frecuencias características de oscilación del flujo, particularmente del vórtice principal, siendo este último afectado por la

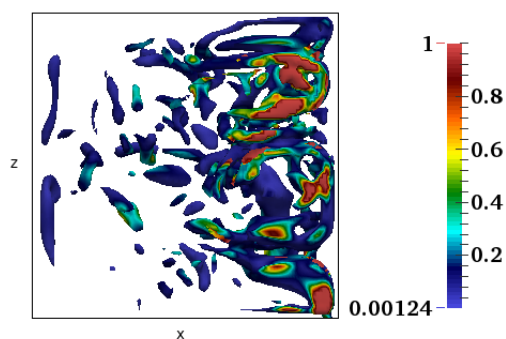


Figura A.28: Estructuras coherentes tipo Q para $t_c = 537,63$ coloreadas con la disipación viscosa. $Q=0.6$

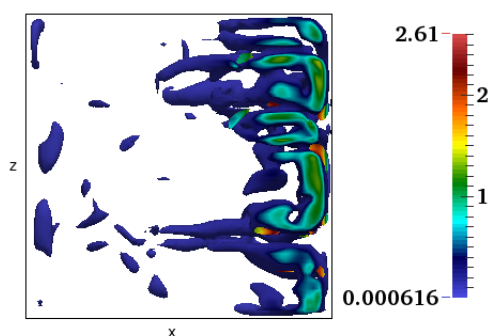


Figura A.29: Estructuras coherentes tipo Q para $t_c = 724,26$ coloreadas con la disipación viscosa. $Q=0.6$

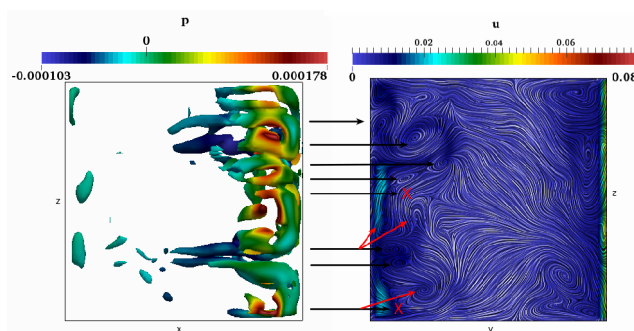
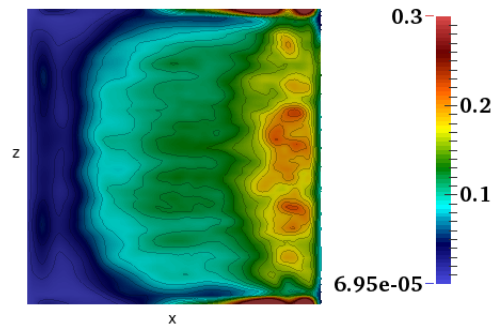
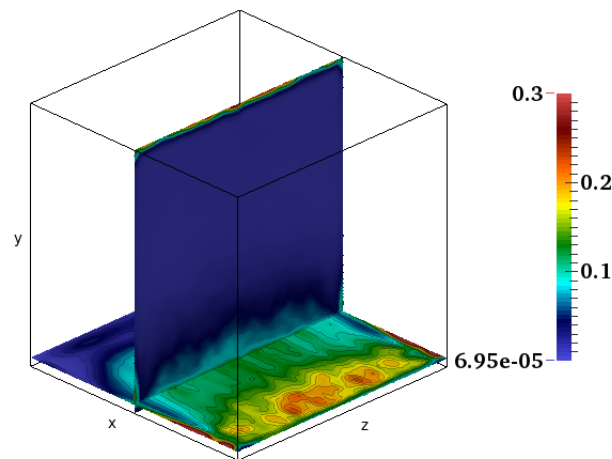


Figura A.30: Relación entre estructuras tipo Q y los puntos de silla para $Re=10200$

Figura A.31: Contornos de disipación viscosa para $y/h=0.033$ Figura A.32: Contorno de disipación viscosa en la dirección $u'u'$ para $y/h=0.033$ y $x/h=0.5$

alta transferencia de energía cinética desde dicho vórtice hacia esta región, la cual, adicionado al intercambio de energía dentro del flujo por movimientos de origen cortantes, generan regiones de alto movimiento aleatorio cruzado que da origen al desplazamiento del flujo de forma más agresiva en la dirección *spanwise*.

Como se puede evidenciar al realizar la comparación el comportamiento del flujo LDC para ambos números de Reynolds, aunque existe cierta similitud en la características del flujo, el mismo es altamente afectado por el aumento de los niveles de intensidad turbulenta que se presentan, así como por el efecto de desorganización de las estructuras y del flujo en general que se observa como consecuencia del choque del flujo tipo chorro mencionado a lo largo de todo este capítulo con la pared inferior de la cavidad.

La caracterización realizada en este capítulo sirve para aumentar la comprensión de este flujo en cuanto al entendimiento de la gran variedad de fenómenos físicos presentes, así como de sus comportamientos para dos regímenes de flujo diferentes. De igual forma, se pudo evidenciar que la naturaleza transitoria y cuasi oscilatoria del flujo LDC, tiene su origen en aspectos

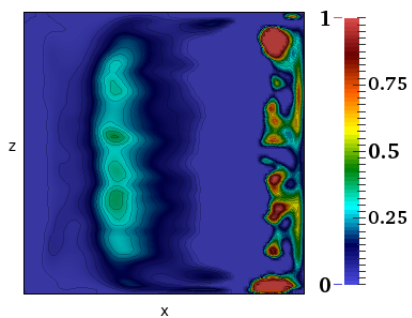


Figura A.33: Contorno de producción turbulenta para el término $u'u'$ para $y/h=0.033$

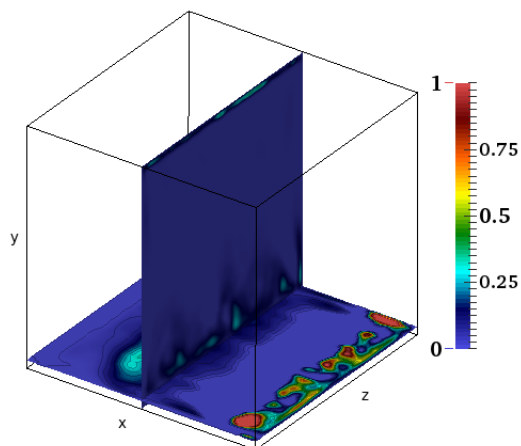


Figura A.34: Contorno de producción turbulenta para el término $u'u'$ para $y/h=0.033$ y $x/h=0.5$

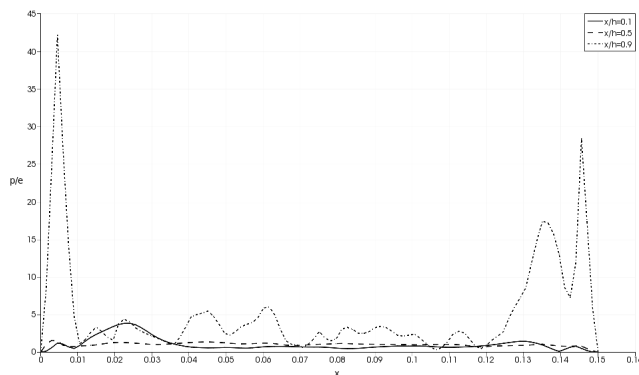


Figura A.35: Relación entre la Producción turbulenta y disipación viscosa para el término $u'u'$

físicos del flujo y no en aspectos referentes a la simulación numérica. Así mismo, al observar los resultados obtenidos se concluye que los perfiles y contornos mostrados en este capítulo son suficientes para poder realizar una caracterización adecuada y profunda, en la cual se puede identificar con claridad las diferencias y particularidades de cada caso. En consecuencia, se tiene una mejor comprensión de la interacción de las estructuras coherentes con la dinámica del flujo.

A.4. Conclusiones

En el presente capítulo se caracterizó la dinámica turbulenta de un flujo LDC a través de una cavidad cúbica tridimensional. Particular énfasis se hizo en la influencia de la wsp en el comportamiento del flujo. Así, a partir de los resultados mostrados anteriormente se puede concluir que:

- El principal efecto de la wsp es la generación de un movimiento oscilatorio del flujo en la dirección *spanwise*, el cual se relaciona con el comportamiento inestable del vórtice principal. Este movimiento genera que la mayor cantidad de producción turbulenta y disipación viscosa se de en la zona central de la pared inferior de la cavidad.
- Se pudo evidenciar que la extracción de estructuras coherentes en este tipo de flujos permite determinar aspectos relevantes al movimiento del mismo de forma cualitativa y con un bajo requerimiento de esfuerzo. La formación de estas estructuras, se encuentran relacionadas con las inestabilidades que se presentan en el flujo, particularmente se relacionan con la formación de puntos de silla.
- Se evidencia que las inestabilidades presentes en este tipo de flujos y su comportamiento cuasi oscilatorio, tienen una naturaleza física y no numérica como algunos autores han planteado anteriormente en sus estudios.

Apéndice B

Evaluación de la capacidad de predicción de los modelos de sub grilla para un flujo incompresible turbulento a través de un canal liso

Introduction

Turbulence in fluids transport mechanisms is a phenomenon that involves fluid motions linked to large and small physical scales, and hence commonly associated to a broad range of spatial scales, as well as to a vast range of temporal scales. The largest spatial scales are mainly determined by the geometry involved in a particular case, whereas the smaller ones are usually dominated by the flow regime, and therefore characterised with the Reynolds number. For instance, as the Reynolds number is increased, the size of the characteristic lengths used to define the small-scale range becomes even smaller [104]. This coexistence of multiple physical scales produces a highly dynamical behaviour in the turbulent flows, sometimes even considered quasi-chaotic. In computational fluid dynamics exist different strategies to tackle turbulence and its rich dynamics, with different degrees of reliability, accuracy, applicability, and success. The most accurate of them is Direct Numerical Simulations (DNS), where the computational model simulates almost all scales of turbulent motion. DNS resolves these scales explicitly without using any additional model, allowing to obtain information of the flow for

an extensive range of the scales involved, varying from the integral scales of the flow, all the way down to the Kolmogorov scales; nevertheless, this level of accuracy and resolution usually implies a high computational cost, sometimes even prohibitive.

This feature of DNS is usually regarded as a constraint, difficult to overcome, especially when access to high-performance computing facilities is not readily available. Precisely, such a pitfall has impeded the searching for alternative strategies with lower computational requirements, but in line with the level of complexity of the flow and the degree of accuracy required by a specific application [48].

One of these strategies is the well known Large Eddy Simulations (LES). Under the LES approach, the largest eddies, which contain most of the turbulent kinetic energy (TKE) associated to the main flow (thus called energy-containing eddies), and which are responsible for the majority of the turbulent transport, are explicitly resolved, while the smaller eddies are modeled. These smaller scale eddies are commonly known as subgrid scale (SGS) eddies. LES relies on the assumption that the large-scale flow structures carry most of the energy, and those of smaller scales have mainly physical dissipative effects [121]; however, one important thing to be noted is that the level of accuracy in the computation of the largest scales is influenced by the accuracy of the modeling of the smallest scales [61]. Since not all the scales are explicitly resolved, LES simulations have proved to require lesser computational effort than DNS simulations. [114] [96] [152].

Since LES relies upon the distinction between large and small scales, it is essential to define the threshold which makes a distinction between large scale and small scale eddies. This threshold can be determined by examining the application studied, although very often the hardware and software available determine if a particular scale can or cannot be computed. As a spatial discretization is unavoidable in the majority of fluid dynamics applications, the size of the mesh (spatial grid) somehow dictates the scales that can be fully resolved by a numerical model. Therefore, it is clear that the mesh width or grid size is a restriction on the size of the eddies that can be modelled explicitly. Hence, eddies smaller in length than a particular grid size, for instance, belongs to the set of scales that in consequence should be modelled, constituting the so-called small-scale eddies.

In order to model such SGS eddies, many different kinds of SGS models have been developed. Most of them involve an eddy-viscosity assumption based on the Boussinesq's hypothesis [63] [136] [88]. The most commonly used SGS models used are those based on variants of the Smagorinsky model (SM) [129]. The main advantage of models based on the original Smagorinsky model is that they properly represent the process of transfer of kinetic energy from large scales to the smaller scales until this energy is dissipated through viscous effects. Nevertheless,

these kinds of models have several limitations, including poor correlation coefficients [20], [10], as well as the inability to capture the backscattering effect from smaller eddies to larger eddies [39].

One variant of such subgrid models is the Dynamic Smagorinsky (DS) model proposed by Germano et al. [47] and modified by Lilly [91]. The DS model is one of the most widely used, and the arguably high level of acceptance of such an SGS-model can be explained by the high rate of good agreement between the numerical predictions produced by this SGS-model, and the experimental and DNS data available [111], [95], [36]. In this model, an adjustment coefficient, the so-called Smagorinsky coefficient, is dynamically computed with basis on local information of the flow. This model improved some of the deficiencies of the early Smagorinsky model (SM). For instance: The DS model does not need a so-called wall damping function, and additionally can capture the backscattering phenomenon. However, the DS model also exhibits some difficulties: (i) As the model parameter is locally determined, it can become positive or negative, eventually leading to numerical instabilities; (ii) The DS model needs more computational effort, at least in comparison with the Smagorinsky model, due to the need for locally computing the Smagorinsky coefficient. The first disadvantage has usually been addressed by using a procedure proposed by Lilly [91] where the model parameter is computed by an average process in homogeneous directions, so avoiding possible negative values.

For practical purposes, it is desirable to use simpler models, which demand lesser computational resources compared to the DS model but with similar levels of accuracy. According to this, different models with lower levels of computational effort have been developed and proposed [147], [59], [141]. These models have in common that the turbulent eddy-viscosity is locally determined using fixed model-parameters. These models have shown better performance than the SM model for turbulent channel flows. For instance, the models proposed by Inagaki et al. [59] and Vreman [141] have shown better performance in comparison with the DS model for same turbulent channel flow configurations [68].

Another simpler model that has been proposed is the Coherent Structures (CS) model devised by Kobayashi [66]. This model has shown to produce very accurate results with lower computational costs compared to the DS model [32], which makes it an attractive alternative when turbulent flows have to be modeled using LES in environments with limited computing capabilities. The CS model is an SGS model based on the behavior of the coherent structures extracted using the "Q" invariant, as defined by Hunt et al. [56]. This SGS model relies on the fact that the Q-coherent structures have a direct relationship with the amount of energy dissipation estimated by the SGS eddies [66].

Even though the DS and CS models have been present in the research community for quite some time, not many commercial or open source CFD codes have implemented such SGS models and make them readily available. For instance, OpenFOAM (OF), which is an open source code used mainly for CFD applications and that officially supports different Sub-Grid Scale (SGS) models for Large Eddy Simulations, including the Standard Smagorinsky, WALE, one-equation Eddy, among others, does not have proper implementations of the DS and CS models. In any case, and precisely because of its open-source nature, a version of the DS model has already been coded by the OF community (2010-2014 Alberto Passalacqua). Despite of being used in different CFD projects, to our best knowledge, there are not yet available official validation results for such a Dynamic Smagorinsky SGS model implementation. On the other hand, there are not known, to the date, implementations of the CS model in OpenFoam, and therefore there is not any information available about its reliability and performance when used within open source platforms based on the finite volume method.

Accordingly, the goal of the present work is twofold. Firstly, to validate and asses the DS model implementation produced by the OF community when employed for LES simulations of wall-bounded channel flow. Secondly, to validate and asses an in-house implementation of the CS model in OpenFoam, also using the wall-bounded channel flow as a testing case. To achieve these goals, turbulent channel flows were simulated at four different friction Reynolds numbers (180, 365, 550 and 950). The performance and predictions capabilities of the considered LES models are evaluated by checking if the different known effects of the Reynolds number on wall-bounded turbulence are reproduced. Velocity profiles and turbulence statistics near the wall, and in particular in the buffer-layer region, where small-scale eddies play an essential role, as well as turbulent production and viscous dissipation terms of the kinetic energy budget are used to critically asses the level of success of such SGS models in capturing turbulence statistics of first and second order. All results obtained with both SGS models are compared against DNS and LES data published by other authors. It is shown that both SGS-models predict similarly the turbulent dynamics of the flow being capable to accurately predict turbulent statistics of first and second order with a relatively low computational requirement. It is noted that the level of resolution of the mesh grid has an essential influence on the behaviour of the first order statistics, as pointed out by Bose et al. [15]; however, according to our results, this influence is only crucial in the streamwise direction of the channel flow, whereas in the other directions it is completely not relevant.

B.1. Mathematical background and computational models for LES simulations

B.1.1. Governing equations for LES approach

For the range of Reynolds numbers considered in the present paper, it is valid to consider the flow as incompressible, as well as isothermal. However, for the regimes studied it is necessary to regard the flow as turbulent. As stated previously, the present work is focused on the LES approach to model turbulent flows. In this case, the incompressible Navier-Stokes equations are an entirely valid starting model. However, when Large Eddy Simulations are performed, it is necessary to do a filtering process of the Navier Stokes equations, producing a modified filtered version of the original governing equations regarding the filtered field variables. Some filtering techniques have been developed and are currently part of the mainstream LES codes, as presented by Sagaut [121]. The equations produced after the filtering procedure have a mathematical form very similar to the original Navier-Stokes equations, except for one additional term, which describes the behavior of the so-called sub-grid scale stress tensor (τ_{ij}). When a LES simulation is performed, the large-scale three-dimensional turbulence eddies are entirely resolved, unlike the effect of the small-scale eddies, which have to be modeled, and thought to be captured by that SGS stress tensor.

For this purpose, the mathematical filter to be used is defined as,

$$\bar{\phi}(x) = \int_D \phi(x')G(x, x')dx' \tag{B.1}$$

Where, "D" is the fluid domain and "G" is the filtering function, which in this study is defined to be the computational grid size. Although many filtering functions have been proposed (Shark filter, box filter, etc.), it is common to regard the meshing size as a "natural" filter, as the resolved eddies remain bounded by the size of the mesh. Once the filtering procedure is applied, the filtered Navier Stokes equations can be written as,

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{B.2}$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i)(\bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{-1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}^R}{\partial x_j} + \Pi_i \delta_{i1} \tag{B.3}$$

where \bar{u}_i is the component of the filtered fluid velocity in the *i-direction*, \bar{p} is the fluid

pressure, ρ and ν are the density and the kinematic viscosity of the fluid, respectively. "II" is an extra moment source term which represents the body forces acting over the flow. In the present study Π is employed to keep the mass flow rate constant, and therefore used as a way to measure the amount of energy required to stabilise the flow at any particular state. Finally, δ_{ij} is the Kronecker delta and τ_{ij}^R is the residual stresses tensor, defined as:

$$\tau_{ij}^R = \overline{u_i u_j} - (\overline{u_i})(\overline{u_j}) \quad (\text{B.4})$$

As with any tensor, the residual stress tensor can be separated into its spherical and deviatoric components, and therefore be written as,

$$\tau_{ij}^R = \tau_{ij}^r + \frac{2}{3}k_R\delta_{ij} \quad (\text{B.5})$$

where (k_R) is called the residual kinetic energy, and defined as:

$$k_R = \frac{1}{2}\tau_{ii}^R \quad (\text{B.6})$$

The spherical part of the residual stress tensor can be included in the pressure field, as well as the "II" term and finally, the filtered Navier Stokes equations for transient incompressible flow, can be expressed as,

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{u_i})(\overline{u_j})}{\partial x_j} = \frac{\partial \overline{p^*}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ji}^r}{\partial x_j} \quad (\text{B.7})$$

where,

$$\frac{\partial \overline{p^*}}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{2}{3}\rho \frac{\partial k_R}{\partial x_i} + \Pi_i \delta_{ij} \quad (\text{B.8})$$

As usually occurs with Reynolds-like decompositions, i.e. into an "average" or filtered value plus a fluctuating value, the resulting flow governing equations conform an incomplete system of equations as the number of unknowns is increased. In this case, any additional expression, or system of expressions used to close the uncompleted filtered mathematical model is called a "SGS" model.

B.1.2. Sub Grid Scale (SGS) Models

Some authors have proposed many different SGS models. As indicated previously, in the present work two sub-grid scale models were used in order to model the deviatoric part of the residual stress tensor, namely the Dynamic Smagorinsky model proposed by Germano et al. [47] and the Coherent Structures model proposed by Kobayashi [66].

Dynamic Smagorinsky model

In some complex turbulent flows the constant of the standard Smagorinsky model [129] lacks the essential universality character needed to model turbulent flows. Also, this model does not take into account the well-known energy back-scatter phenomenon (i.e., the energy flow from small scales to large scales) which in some flows is essential. For this reason, Germano et al. [47] proposed a procedure to calculate the Smagorinsky constant as a function of space and time by assuming similarity of the filtered structures and applying a second filter to the filtered Navier Stokes equations. This second filter is coarser than the original one used in the primary filtering process of LES simulations, and is commonly named as "test filter" ($\widehat{\Delta} > \Delta$), where Δ is the original LES filter and $\widehat{\Delta}$ is the "Test filter". After applying the test filter, a new filtered residual stress tensor is formed,

$$T_{ij}^R = \widehat{\overline{u_i u_j}} - (\widehat{\overline{u_i}})(\widehat{\overline{u_j}}) \quad (\text{B.9})$$

From the equation B.9 and B.5, [47] proposed the so-called Germano identity,

$$Lr_{ij} = T_{ij}^R - \widehat{\tau_{ij}^R} \quad (\text{B.10})$$

Where, $\widehat{\tau_{ij}^R}$ is the original SGS tensor filtered with the test filter and (Lr_{ij}) can be computed as,

$$Lr_{ij} = \widehat{(\overline{u_i})(\overline{u_j})} - (\widehat{\overline{u_i}})(\widehat{\overline{u_j}}) \quad (\text{B.11})$$

Which represents the contribution to the SGS stresses by vortices featuring length scales smaller than the test filter width ($\widehat{\Delta}$) but larger than the grid filter width (Δ). The advantage of this identity is that it is represented only as a function of \overline{u} , which is a priori known variable.

Finally, the deviatoric part of T_{ij}^R can be expressed as,

$$T_{ij}^r = -2C\widehat{\Delta}^2|\widehat{S}_{ij}|\widehat{S}_{ij} \quad (\text{B.12})$$

The coefficient C is the Smagorinsky coefficient, which in this case is calculated using the dynamic procedure proposed by Germano and based on Lilly's modification [91], as expressed in equation B.13.

$$C^2 = \frac{\langle Lr_{ij}M_{ij} \rangle_{xi}}{\langle M_{ij}M_{ij} \rangle_{xi}} \quad (\text{B.13})$$

where,

$$M_{ij} = (\widehat{\Delta})^2|\widehat{S}_{ij}|\widehat{S}_{ij} - (\overline{\Delta})^2|\overline{S}_{ij}|\overline{S}_{ij} \quad (\text{B.14})$$

This model has some advantages compared to the Smagorinsky model, namely: (i) Better prediction performance than the Smagorinsky model with only a low increase of the computational cost. (ii) Removes some of the problems associated with constant coefficient Smagorinsky model. (iii) Predicts zero eddy viscosity in laminar regions of the flow. (iv) No need for wall-damping functions. The relatively high rate of success of this model can be appreciated in its extensive use and successful application to many different flows, for example, homogeneous flows, pure free shear flows, rotating flows, stratified flows, atmospheric boundary layer, backward-facing step, among others [14], [65], [36]. However, it also has some disadvantages, for example, (i) this model needs the application of numerical methods to stabilize the simulation convergence; (ii) due to its dynamic nature, this method requires a significantly higher computational effort than the original Smagorinsky model.

B.1.3. Coherent Structures model

Coherent structures have been identified in turbulent flows by using both numerical and experimental approaches. Among some of the important numerical studies that have been able to elucidate this kind of structures in incompressible turbulent flows it is worth to highlight the works of Hunt et al. [56], Jiménez et al. [60], Kobayashi et al. [68], Vincent y Meneguzzi [138]. Particularly Hunt et al. [56] proposed a classification of the coherent structures based on the behaviour of the second invariant of the velocity gradient tensor, which recognises a positive second invariant, as a coherent eddy whose vorticity is stronger than its strain rate. These structures are commonly known as a Q-criterion coherent structures.

da Silva y Métais [25] proposed to use coherent structures in order to characterise the flow dynamics of incompressible turbulent flows. In that work the authors characterised the relationship between the coherent structures and the grid/sub-grid-scale (GS/SGS) interactions observed in free shear layers. Specially, they used the Q-criterion as a mechanism to describe the relation between the Kelvin-Helmoltz and longitudinal vortices and the GS/SGS interactions. They concluded that the primary exchanges of kinetic energy between the GS and the SGS occurs near the locations of Q-criterion structures, and not randomly in the space as some other authors had established. With this in mind, a sub-grid scale model based on the behaviour of the Q-coherent structures was proposed by Kobayashi [66]. In their model the second invariant of the shear stress tensor, normalised by the magnitude of a velocity gradient tensor, acts as a wall-damping function, as required by the standard Smagorinsky's approach. The model of Kobayashi [66] has been tested on a series of canonical turbulent flows including rotating and non-rotating channel flows, and it was found to yield a level of accuracy similar to that obtained by using the Dynamic Smagorinsky model as shown by Dritselis [32]. Moreover, Kobayashi [67] showed that the CS model gave a better prediction of relaminarization than the DS model and the standard Smagorinsky model for turbulent channel flows.

When LES are applied, coherent structures are commonly extracted by the second invariant Q in a resolved-scale field [68], which is given by

$$Q = \frac{1}{2} (\overline{\omega_{ij}\omega_{ij}} - \overline{S_{ij}S_{ij}}) \quad (\text{B.15})$$

where ω_{ij} is the vorticity tensor, and S_{ij} is the strain rate tensor.

In the model proposed by Kobayashi et al. [68], the second invariant is applied to the model parameter C of the Smagorinsky model [129]:

$$\tau_{ij}^r = -2C\overline{\Delta}^2|\overline{S}|\overline{S_{ij}} \quad (\text{B.16})$$

where Δ is the filter width, and $|\overline{S}|$ is the magnitude of the strain-rate tensor $\overline{S_{ij}}$. The model parameter C is determined as follows,

$$C = C'|F_{CS}|^{3/2}F_{\Omega} \quad (\text{B.17})$$

where,

$$C' = 1/22 \quad F_C = Q/E \quad (\text{B.18})$$

$$E = \frac{1}{2} (\overline{\omega_{ij}\omega_{ij}} + \overline{S_{ij}S_{ij}}) \quad F_{\Omega} = 1 - F_{CS} \quad (\text{B.19})$$

where F_{CS} is the coherent structure function, which is normalised by a magnitude of the shear E ; F_{Ω} is the energy decay suppression function. The parameter C' was determined by Kobayashi [66] with a priori tests in isotropic homogeneous and channel turbulent flows, and its value is fixed as $1/22$.

F_{CS} and F_{Ω} are set to be bounded according to the following limits,

$$-1 \leq F_{CS} \leq 1 \text{ and } 0 \leq F_{\Omega} \leq 2.$$

Such a bounding reduces the variance of C and in consequence provides a better numerical stability of the method.

Given that this method is almost exclusively dependant only on the velocity gradient tensor, its implementation is relatively straightforward, and its computational requirements slightly lower than its full DS counterpart.

B.2. Computational model

For the purpose of the present work, a computational domain was defined to represent a straight channel, and defined using a computational box of size $8\delta \times 2\delta \times \pi\delta$, in streamwise (x), wall-normal (y) and spanwise (z) directions, respectively (see figure B.1). The flow was regarded as periodic in streamwise and spanwise directions, with the main flow direction taken along the x-axis. As previously mentioned, a streamwise flow motion is enforced by using an explicit momentum source term (Π), which was added to the momentum equations. The source term was dynamically adjusted in such a way that the mass flow rate was kept always constant. Non-slip and no penetration boundary conditions were used at the upper and lower channel walls.

In the present work the streamwise, wall-normal and spanwise components of the velocity field are denoted as $u_1 = u$, $u_2 = v$ and $u_3 = w$ respectively, with the mean velocity indicated by a capital letter, whereas fluctuations are denoted by a prime ($'$) symbol.

The computational platform to solve the Navier-Stokes equations selected in this work was the set of C++ OpenFOAM libraries. The same computing framework was used to implement the CS-SGS model described in previous sections. The selected C++ OpenFOAM platform, dedicated to incompressible flows, is based on the finite volume method and the

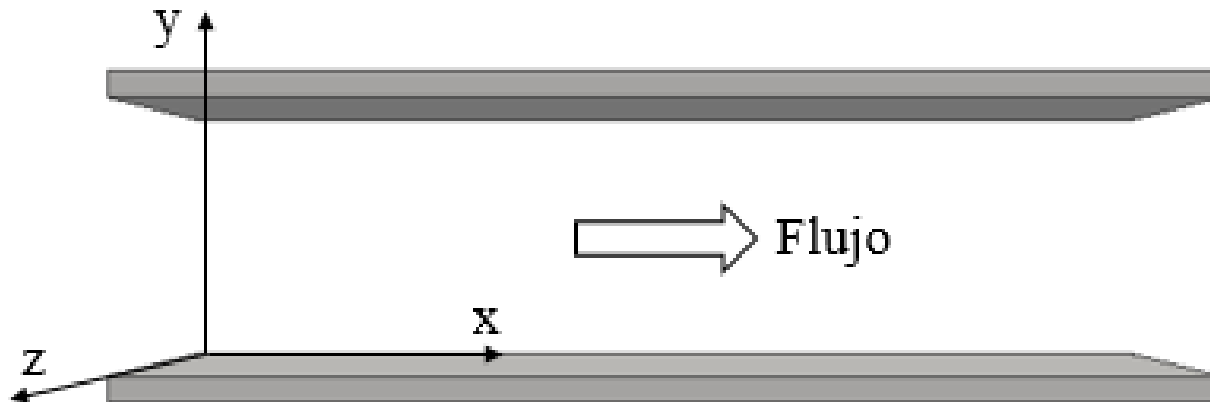


Figura B.1: Channel geometry

numerical schemes chosen for the simulations of the preset work are presented in table B.1. For completeness, the accuracy of each of such numerical scheme is defined in table B.2.

Term	$Re_\tau=180$ and 550	$Re_\tau=365$ and 950
Time derivative	Crank Nicholson	Crank Nicholson
Gradient	fourth	Gauss linear
Divergence	Gauss cubic	Gauss linear
Laplacian	Gauss cubic corrected	Gauss linear corrected
Surface normal gradient	fourth	corrected

Cuadro B.1: Numerical schemes employed in the numerical simulations for numerical experiments using Dynamic Samagorinsky and Coherent Structures SGS models.

Relevant information on the size of the grids used for each case is shown in table B.3. A mesh refinement in the y -direction (i.e. wall-normal) was defined in every case such that the mesh size was fine enough as to provide relatively low values of y^+ in the near wall region (table B.4). However, in streamwise and spanwise directions no refinement was prescribed.

In order to guarantee a proper level of spatial resolution in every case of this study, a detailed evaluation of the size of the different meshes was performed, as presented in table

OpenFoam Numerical Scheme	Accuracy Order
Crank Nicholson	2nd
Gauss Linear	2nd
Gauss Linear Corrected	2nd
Corrected	2nd
Fourth	4th
Gauss Cubic	3rd

Cuadro B.2: Numerical accuracy of numerical schemes used in this work

Case	N_x	N_y	N_z
<i>CS</i> $Re_\tau = 180$	80	200	80
<i>DS</i> $Re_\tau = 180$	80	200	80
<i>CS</i> $Re_\tau = 365$	100	260	60
<i>DS</i> $Re_\tau = 365$	100	260	60
<i>CS</i> $Re_\tau = 550$	100	280	70
<i>DS</i> $Re_\tau = 550$	100	280	70
<i>CS</i> $Re_\tau = 950$	110	320	80
<i>DS</i> $Re_\tau = 950$	110	320	80

Cuadro B.3: Cell number for each mesh grid

Case	$\Delta y+_{min}$	$\Delta y+_{max}$	$\Delta x+$	$\Delta z+$
<i>CS</i> $Re_\tau = 180$	0.44	4.64	17	6.68
<i>DS</i> $Re_\tau = 180$	0.42	4.47	17.5	6.88
<i>CS</i> $Re_\tau = 365$	0.68	3.4	29.2	19.12
<i>DS</i> $Re_\tau = 365$	0.7	3.42	29.2	19.12
<i>CS</i> $Re_\tau = 550$	0.9	9.51	41.2	23.11
<i>DS</i> $Re_\tau = 550$	0.9	9.51	41.2	23.11
<i>CS</i> $Re_\tau = 950$	1.43	15.11	68.36	36.91
<i>DS</i> $Re_\tau = 950$	1.46	15.43	69.82	37.7

Cuadro B.4: Grid resolution in inner wall units used in this study

B.5, and compared to the spatial resolution used in other LES and DNS studies for similar channel flows. It can be noticed that in the near wall region, the Δy^+ values used in this study are similar to those presented in the LES studies cited in table B.5. In contrast, in the central part of the channel, for almost all cases, the values of Δy^+ used in this study are lower compared to the reported values of previous studies (see table B.5). This refinement was here adopted in order to resolve a larger quantity of scales, at least in comparison with the studies referenced in table B.5.

Case	$\Delta y+_{min}$	$\Delta y+_{max}$	$\Delta x+$	$\Delta z+$
LES of [70]	0.47	15	15	7.5
LES of [137]	0.88	51.84	31.4	15.7
LES of [49]	0.98		37	14.7
LES of [125]	<1	14.2	25.3	10.8
DNS of [64]	0.05	4.4	12	7
DNS of [106] at $Re_\tau = 395$ and $Re_\tau = 590$	<=0.04	<=7.2	<=10	<=6.5
DNS of [28] at $Re_\tau = 950$	0.03	7.6	7.6	3.8
DNS of [55]	<=0.12	<=9.42	16.88	8.44

Cuadro B.5: Comparison of levels of grid resolution, in inner wall units, employed in similar works focused on turbulent channel flows at $Re_\tau = 150$.

In order to asses the prediction capabilities of the SGS-models target of this work, results

of numerical simulations of a turbulent channel flow, at different Reynolds numbers, were compared against previously reported DNS and LES results [29], [148], [64], [105], [76] and [77]. Four different friction Reynolds numbers were used in this study ($Re_\tau = 180, 395, 550$ and 950), with the friction Reynolds number defined as $Re_\tau = u_\tau \delta / \nu$, u_τ representing the friction velocity, δ the half height of the channel and ν the kinematic viscosity. Although special care was taken in order to ensure mass flow rates at the given Reynolds numbers, slight deviations were noted. The exact friction Reynolds numbers were computed in each simulation, and they are reported in table B.6.

Re_τ	CS	DS	DNS
$Re_\tau = 180$	175	171.65	182.088
$Re_\tau = 395$	365	365	392.24
$Re_\tau = 550$	515	515	550
$Re_\tau = 950$	940	960	944

Cuadro B.6: Nominal and actual Re_τ values for each simulation. Available DNS data is provided for comparison

B.3. Numerical results and assessment of prediction capabilities

The main purpose of this work, as established before, was to produce a critical assessment of the prediction capabilities of two SGS models for LES simulations. Aiming to achieve this goal, the analysis performed was focused on mean velocity profiles, velocity fluctuations (first order statistics), values and profiles of the friction and correlation coefficients, and some terms of the Turbulent Kinetic Energy (TKE) budget.

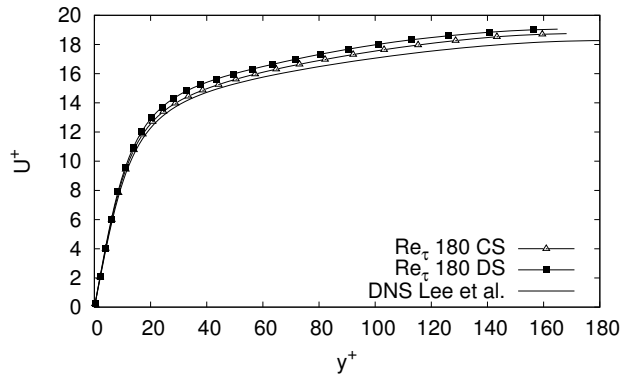
Independently of the friction Reynolds number considered, or the SGS model evaluated, simulations were always started from a base laminar velocity field with superimposed stream-wise streaks, as proposed by De Villiers [26]. Such a perturbed laminar velocity profile has been shown to be unstable ([26]) and therefore to be able to rapidly develop into a turbulent field. A sufficiently long initial period was allowed in order to reach a quasi-stable statistical behaviour. For every simulation an ensemble averaging process was started just after the initial stabilisation period, and always ensured to be computed using at least 30 characteristic times which, for the purposes of the present work, was defined as $t_c = L_x / U_b$.

B.3.1. Results for Mean velocity profiles

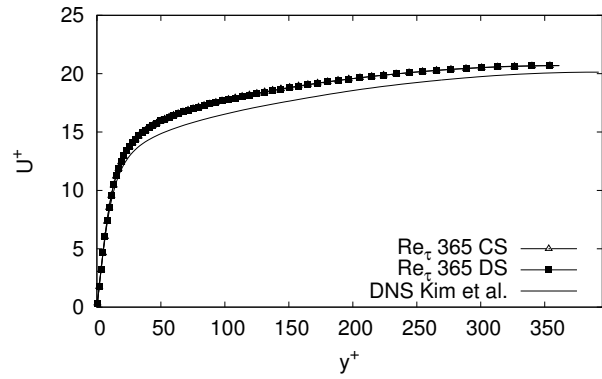
One of the basic features that any computational model for incompressible turbulent flow should exhibit is the ability to accurately capture the average velocity profiles. The turbulent velocity profiles obtained for the four different Reynolds numbers explored in this work are reported in figures B.2, B.3, B.4 and B.5. As usual, and aiming to assess accuracy of the computational SGS models in the different regions of the boundary layer, the velocity profiles up to the half-width channel are presented in inner units (figure B.2), in outer units (figure B.3), using inner units in log-scale (figure B.4), and covering only the inner layer region, including the viscous and buffer layers, in inner units (figure B.5). For the inner units profiles the friction velocity ($u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$) and the viscous length ($\delta_\nu = \nu/u_\tau$) were used as normalisation factors, whereas the bulk velocity (U_b), and the half-width channel (δ) were employed for the outer units plots.

It is observed that both SGS models were able to capture the essential features of the mean velocity profiles, regardless of whether the profiles are examined only in the inner layer or in the complete boundary layer. In any case, it is important to mention that, as it can be observed in figure B.2 and B.3, there are minor deviations of the profiles in the region close to the channel centre compared to values reported by DNS. Such deviations specifically correspond to an over-prediction of the velocity for both SGS models. This phenomenon has been previously observed and reported by Kobayashi [67], who pointed out that LES simulations with SGS models generate more numerical dissipation, which reduces the turbulent intensity at the outer layer, therefore increasing the mean velocity magnitude compared to DNS and experimental results. This effect is even more evident for the highest Reynolds number employed in this work, although in this case such increased deviation can also be attributed to the lower mesh resolution achieved in comparison to the other numerical experiments carried out in this work (See table B.4).

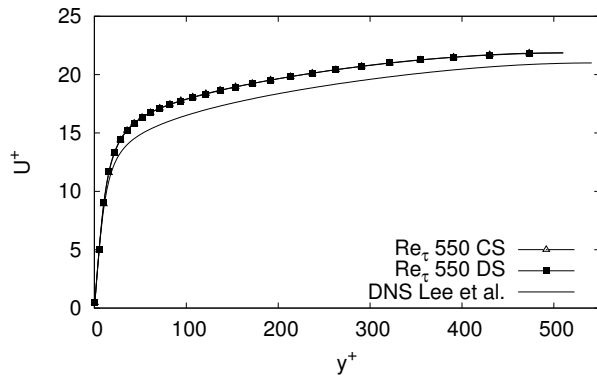
An extremely well-known feature of mean velocity profiles of turbulent flows is a log-law behaviour above the so-called buffer layer, i.e., for $y^+ \geq 30$, generally named as the log-law region. Accordingly, the data obtained for each simulation was fitted to a logarithmic regression by using the least squares method, so to obtain mathematical relations of the kind $U^+ = \frac{1}{k} \log(y^+) + C$. Although a large number of researchers are currently discussing the appropriateness of such relationship in favour of a power-law model, the logarithmic representation of the turbulent velocity profiles is still somehow considered as universal, with values for k , and C proposed and accepted for a number of different canonical flows. For instance, turbulent velocity profiles of channel flows are usually represented with values of $k = 0,42$ and $C = 5$. The values of k and C obtained in the present work for each friction Reynolds



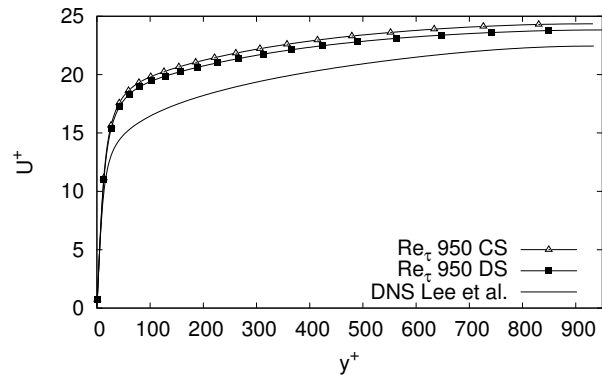
(a) $Re_\tau = 180$



(b) $Re_\tau = 395$

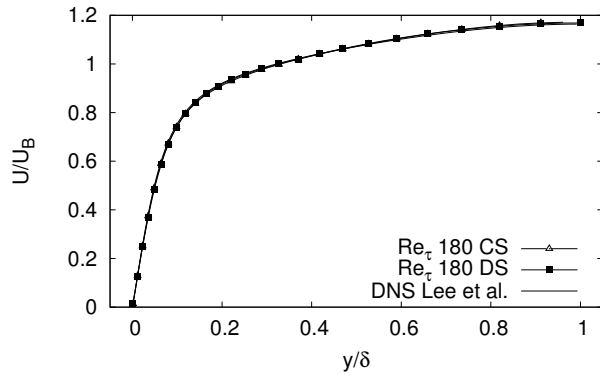


(c) $Re_\tau = 550$

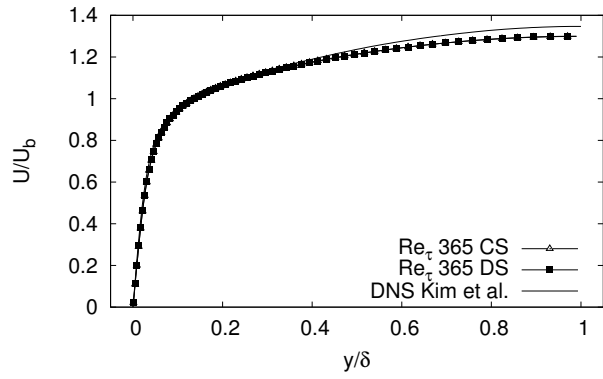


(d) $Re_\tau = 950$

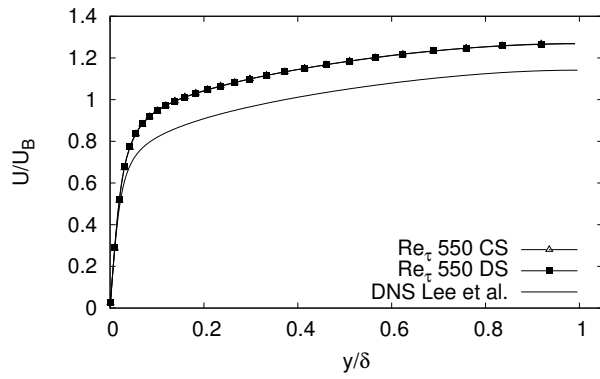
Figura B.2: Mean velocity profiles normalised with u_τ



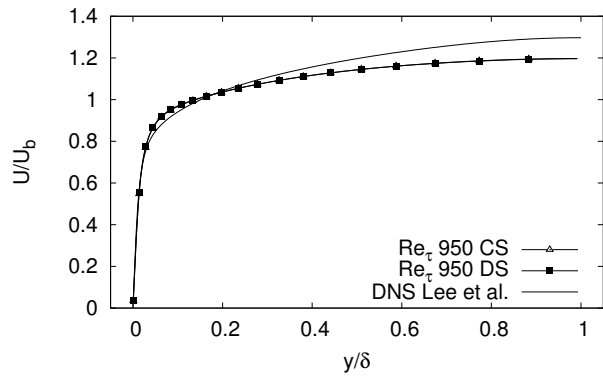
(a) $Re_\tau = 180$



(b) $Re_\tau = 395$

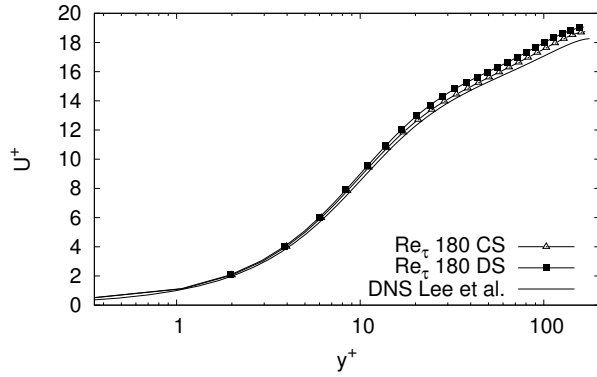


(c) $Re_\tau = 550$

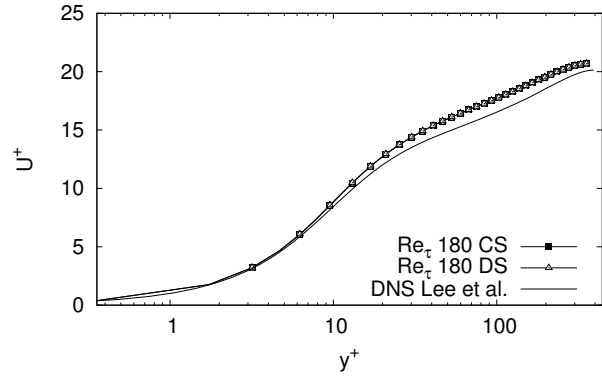


(d) $Re_\tau = 950$

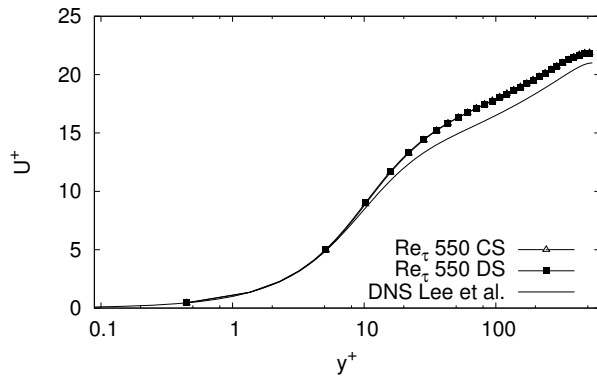
Figura B.3: Mean velocity profiles normalised with U_b



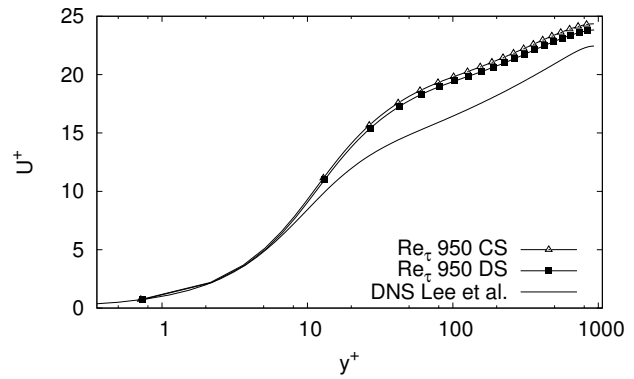
(a) $Re_\tau = 180$



(b) $Re_\tau = 395$



(c) $Re_\tau = 550$



(d) $Re_\tau = 950$

Figura B.4: Mean velocity profiles normalised with u_τ with "x" log scale

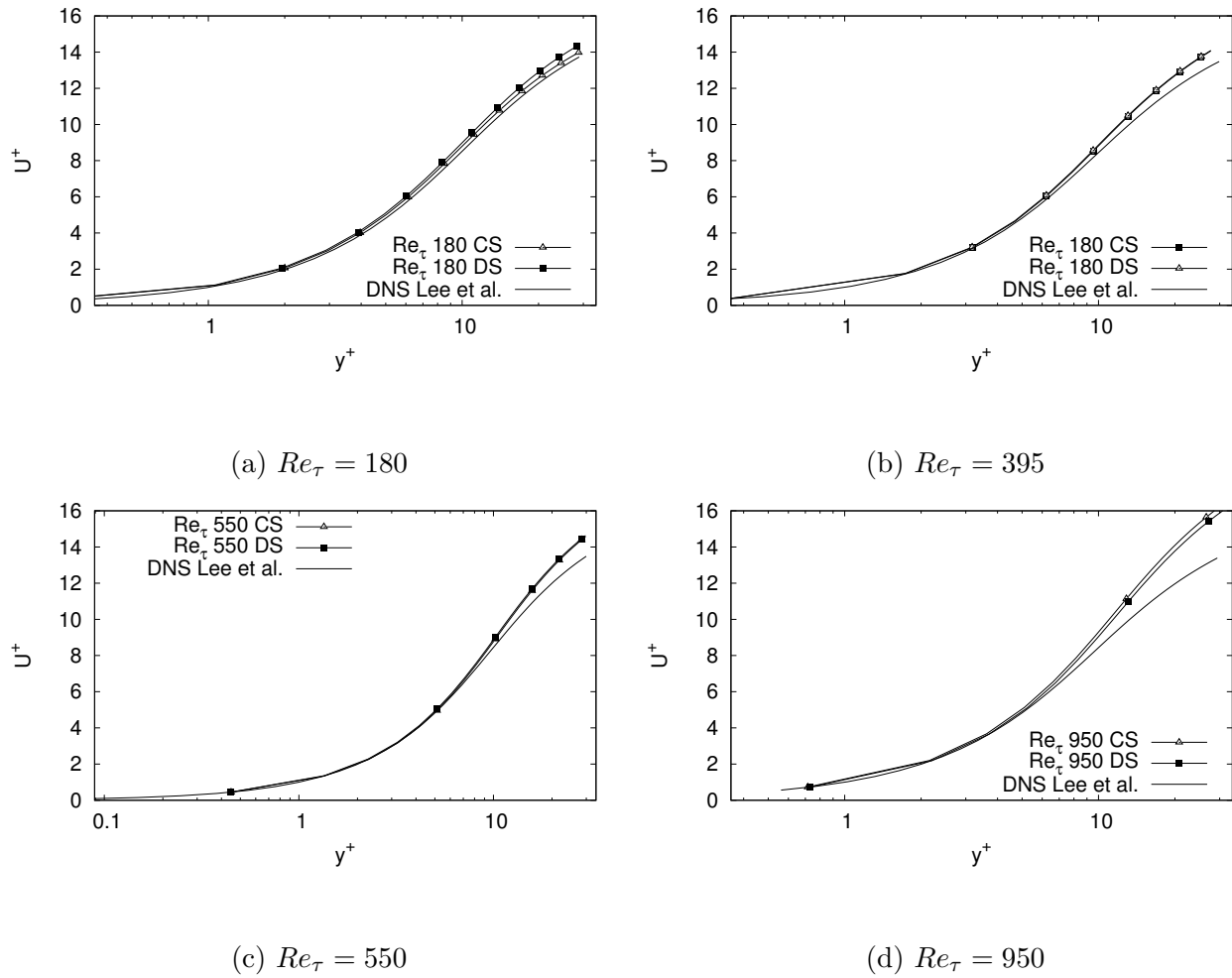


Figura B.5: Mean velocity profiles normalised with u_τ with "x" log scale. Only sub-viscous layer is shown

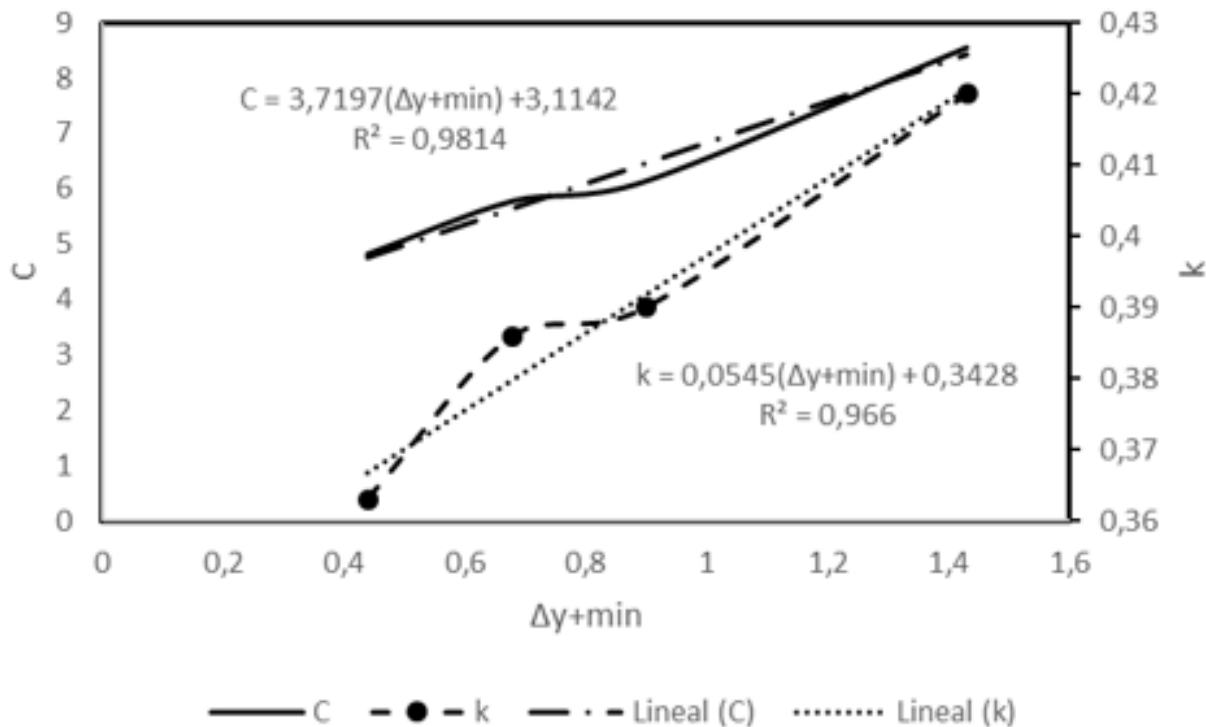


Figura B.6: k and C relationship with Δy_{min}^+

number and SGS model are presented in table B.7.

Sgs model	Re_τ	k	C	Δy_{min}^+
CS	$Re_\tau = 180$	0.363	4.82	0.44
DS	$Re_\tau = 180$	0.363	5.424	0.42
CS	$Re_\tau = 365$	0.386	5.78	0.68
DS	$Re_\tau = 365$	0.387	5.823	0.7
CS	$Re_\tau = 550$	0.39	6.14	0.9
DS	$Re_\tau = 550$	0.39	6.19	0.9
CS	$Re_\tau = 950$	0.42	8.55	1.43
DS	$Re_\tau = 950$	0.44	8.7	1.46

Cuadro B.7: k and C values of logarithmic velocity profile approach

When results shown in table B.7 are compared with the values proposed by Lee y Moser [77] ($k = 0,384$ and $C = 4,27$) for a completely developed channel flow, it is clear that the value of k is well predicted and the value of C has some deviations, particularly for higher Reynolds numbers. Nevertheless, when the results were assessed in detail, it was found that there is a linear correlation of both values with the values of Δy_{min}^+ , as can be observed in figure B.6. According to our results, such a correlation is higher for the values of C or in other words, the value of C is more sensitive than the values of k to the changes of mesh grid resolution.

B.3.2. Prediction of skin friction coefficient

A fundamental measure in turbulent channel flows is the skin friction coefficient, C_f . This parameter can be determined semi-empirically from any representation of the friction law or approximations based on the log-law representation of the mean velocity profile, such as the classical Prandtl's smooth flow formula [134].

$$\sqrt{\frac{2}{C_f}} = \frac{1}{k} \log \left(\frac{Re_b}{2} \sqrt{\frac{C_f}{2}} \right) + C - \frac{1}{k} \quad (\text{B.20})$$

Another commonly expression used to calculate this parameter is the power-law representations, presented by Dean [27],

$$C_f = 0,073 Re_b^{-0,25} \quad (\text{B.21})$$

where, Re_b is the Reynolds number based on the bulk velocity U_b and the half height of the channel.

The C_f values were calculated ($C_f = 2\tau_w/(\rho U_b^2)$) for each simulation and such values were compared against data obtained from equations B.20 and B.21.

Model	Re_τ	Simulation	Smooth-log profile	Dean's Power-Law equation
<i>CS</i>	$Re_\tau = 180$	0.0078	0.009	0.0088
<i>DS</i>	$Re_\tau = 180$	0.0075	0.009	0.0088
<i>CS</i>	$Re_\tau = 365$	0.00598	0.00679	0.0068
<i>DS</i>	$Re_\tau = 365$	0.00598	0.00679	0.0068
<i>CS</i>	$Re_\tau = 550$	0.0053	0.00614	0.00613
<i>DS</i>	$Re_\tau = 550$	0.0053	0.00614	0.00613
<i>CS</i>	$Re_\tau = 950$	0.004	0.0051	0.0051
<i>DS</i>	$Re_\tau = 950$	0.0041	0.0051	0.0051

Cuadro B.8: k and C values of logarithmic velocity profile approach

It is observed that for all cases the values of C_f obtained from simulations are underpredicted in comparisons to the results from the empiric formulations. Such a behaviour of C_f was expected, because the numerical nature of the turbulence models used, i.e. LES simulations do not resolve the flow dynamics correctly near the walls. However, it is observed that the tendency of the relation between C_f and the Reynolds number, as is clearly indicate in table B.8, is well captured for both models. It is evident that a significant refinement near the wall could improve these results; nevertheless, according to the philosophy of LES, this "improvement" would consequentially imply a rise of the computational requirements, which is

precisely the situation to be avoided in this approach.

B.3.3. Turbulent kinetic energy trends

Profiles for the turbulent kinetic energy (TKE) have been produced and are shown in Figure B.7. The turbulent kinetic energy has been calculated as the mean of the sum of the components of the trace of the Reynolds stress tensor $\frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2)$. TKE profiles obtained and presented behave "symmetrically" about the center-line of the channel, indicating the adequacy of the sample time taken for the average process adopted.

For both SGS models, it can be observed in Figure B.7 that the location of the maximum value is reasonably well estimated for all Reynolds numbers. Also, it can be observed that the peak values are underestimated for $Re_\tau = 180$ and 950 and are overestimated for $Re_\tau = 365$ and 550 .

According to the SGS nature, the turbulent kinetic energy should be numerically attenuated in comparison with DNS results. Nevertheless, depending on the mesh grid refining, the results obtained with this kind of turbulence models can show a different behaviour. For instance, a mesh grid not enough refined can induce to numerical errors. However, as was proposed by You et al. [148] a high mesh grid refining can also induce numerical deviations on the solution.

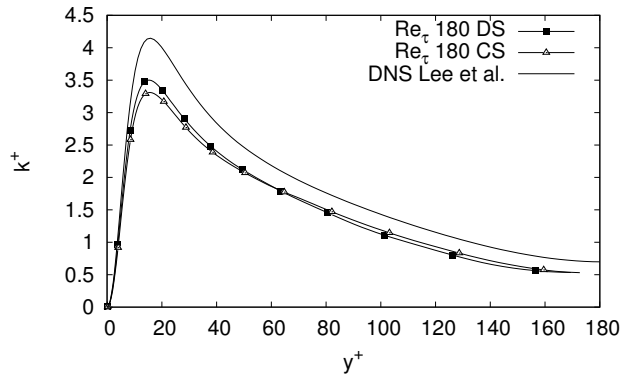
It is also observed that near the channel center, the deviations of our results with DNS results from other authors become smaller for both SGS models. This is a consequence of the lower spatial resolution needed at this region to resolve the dominant flow scales.

In order to fully understand the behaviour of the profiles of TKE aforementioned, it is necessary to examine the profiles of every one of the components of the trace of the Reynolds stress tensor individually, as will be discussed in the next section.

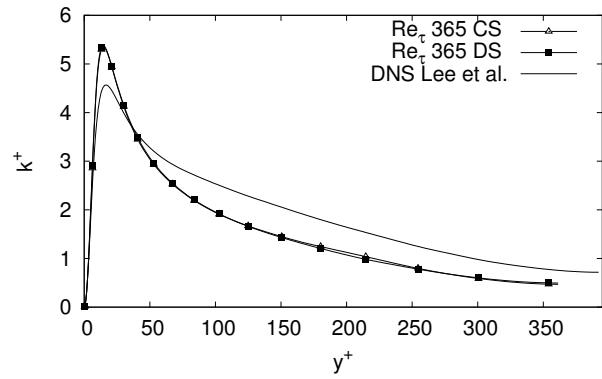
B.3.4. Tendency of the Root mean square of the velocity fluctuations

In order to observe how the velocity fluctuations were resolved for each direction, the root mean squares (r.m.s) values of the velocity fluctuations are computed as $rms_u^+ = \sqrt{\langle u'u' \rangle} / u_\tau$ and shown in figures B.9, B.10 and B.11. The r.m.s values have been produced over a line in wall normal direction at the center of the channel.

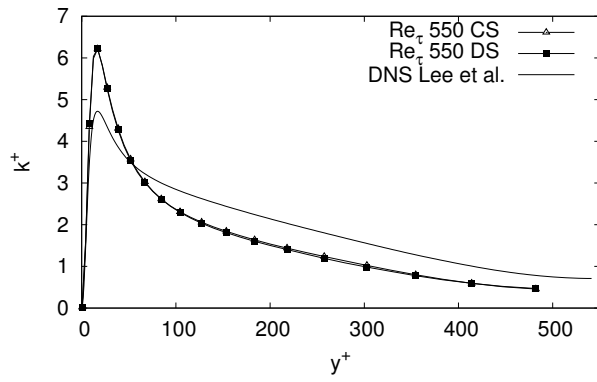
One important thing to be remarked is that both SGS models were able to predict and show the lack of universality of inner scaling of the velocity fluctuations profiles for different



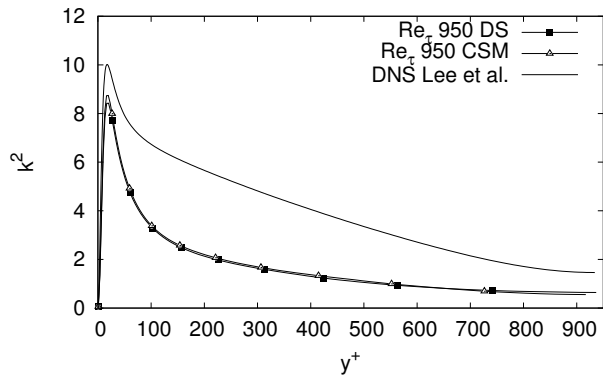
(a) $Re_\tau = 180$



(b) $Re_\tau = 395$



(c) $Re_\tau = 550$



(d) $Re_\tau = 950$

Figura B.7: Normalised turbulent kinetic energy

Reynolds numbers as is pointed out by Hoyas y Jiménez [54] and confirmed by Bernardini et al. [13]. These authors affirmed that the wall units are not the proper scaling parameters for all regions formed in the channel flow. It can also be noticed that the trends observed at lower Reynolds number by Hoyas y Jiménez [54] have been reproduced by the results of this study for both SGS model. Notably, the lack of universality of the streamwise velocity fluctuation profiles when they are inner scaled is more pronounced than that for the velocity fluctuations profiles in the other directions. Specifically, it can be mentioned that the peak values of such a profiles fit nearly in a logarithmic way with Re_τ [13], as is shown in figure B.8.

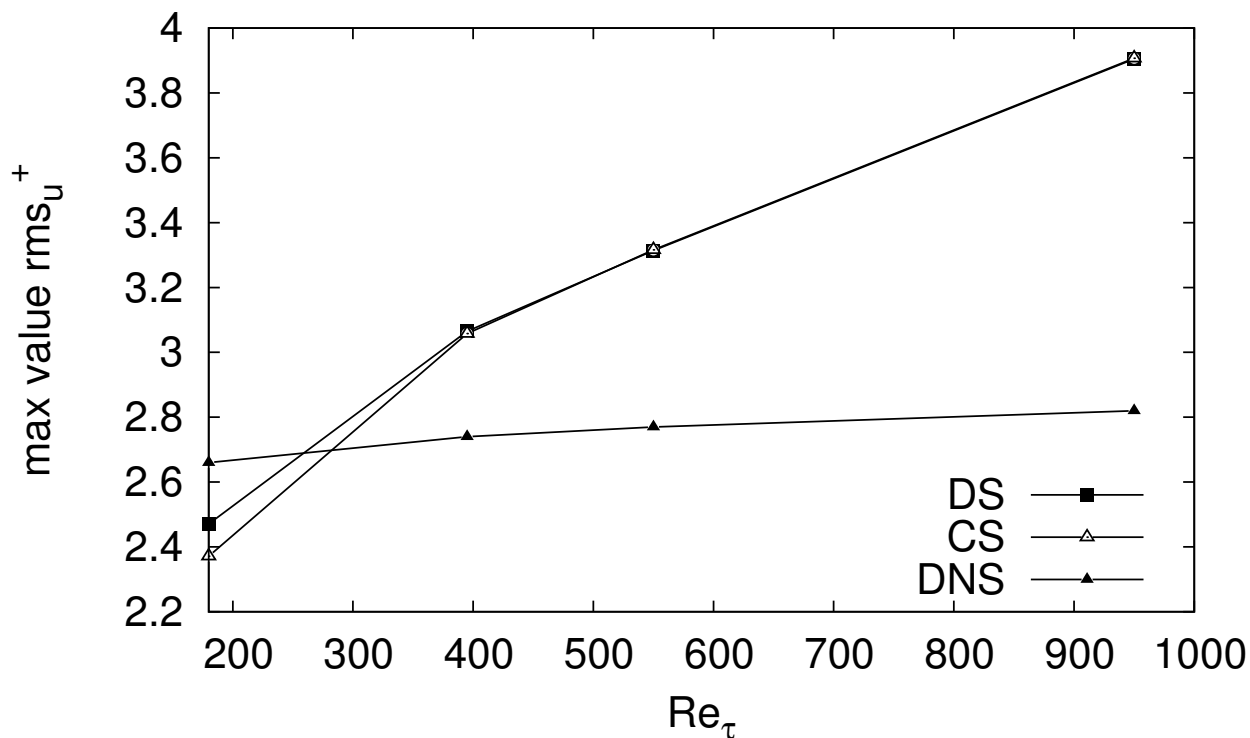


Figura B.8: Peaks values scaling for rms_u^+

When turbulent intensities are analysed using LES simulations with implicit filtering procedures, the accuracy of the results compared against DNS seems to be profoundly affected by the grid resolution used, as it has been pointed out by You et al. [148]. According to You et al. [148], as mesh resolution is augmented, the level of accuracy of LES simulations prediction diminishes. The latter was observed by Kravchenko y Moin [69], who found that for a turbulent flow around a cylinder at $Re_e = 3900$, a lower mesh resolution in spanwise direction could produce better agreement with experimental data. In the same way, Meyers y Sagaut [101]

observed that when the streamwise and spanwise mesh resolutions are diminished, a better prediction of the wall shear stress using LES a turbulent channel flow is obtained. For this reason, in this paper emphasis has been done on the relation of the mesh resolution and the level of accuracy of the LES simulations performed and compared to DNS data.

Streamwise velocity fluctuations

In streamwise direction, the velocity fluctuations profile for the lowest Reynolds number shows that both SGS models predict the location of the peak accurately; however, an underestimation of such a value is observed. This result does not correspond to the expected behavior of LES simulations expressed by You et al. [148], who established that the streamwise velocity fluctuations are overpredicted in LES simulations when they are compared with DNS data. Nevertheless, other authors have observed that the peak value of the velocity fluctuations in streamwise direction do not necessarily are overpredicted when they are compared against DNS, as is showed by Alletto [3]. Coincidentally, the profile where an underestimation compared to DNS is observed, corresponds to the case with the higher levels of refining.

For the cases with friction Reynolds number of 390, 550 and 950), the peak values of the velocity fluctuations profiles were overpredicted in comparison to DNS data. Concerning the observations mentioned above, it can be mentioned that in the streamwise direction the higher the mesh resolution, the lower the deviation of the LES results compared against DNS, which is in contrast to the expressed by You et al. [148]. This behaviour seems to indicate that there is threshold of mesh resolution which differentiate the conditions where mesh resolution improve the numerical accuracy of the simulation and the conditions where the mesh resolution induce numerical deviations of the solution. This analysis is supported by the error behaviour shown in Figure B.12.

Even though results for both SGS models were consistent, the DS model has a better performance in the near wall region for the lower Reynolds number. The relative error obtained in the DS model is 60 % lower than the error obtained with the CS model. For higher Reynolds numbers, this difference became insignificant and both models predicted with the same level of accuracy the streamwise velocity fluctuations.

Wall normal velocity fluctuations

Regarding velocity fluctuations in wall normal direction, the profiles for all Reynolds numbers show an excellent qualitative behaviour compared with DNS results as is shown in figures B.10. It can be noticed that for all Re_τ explored in this work, both models behave similarly. It

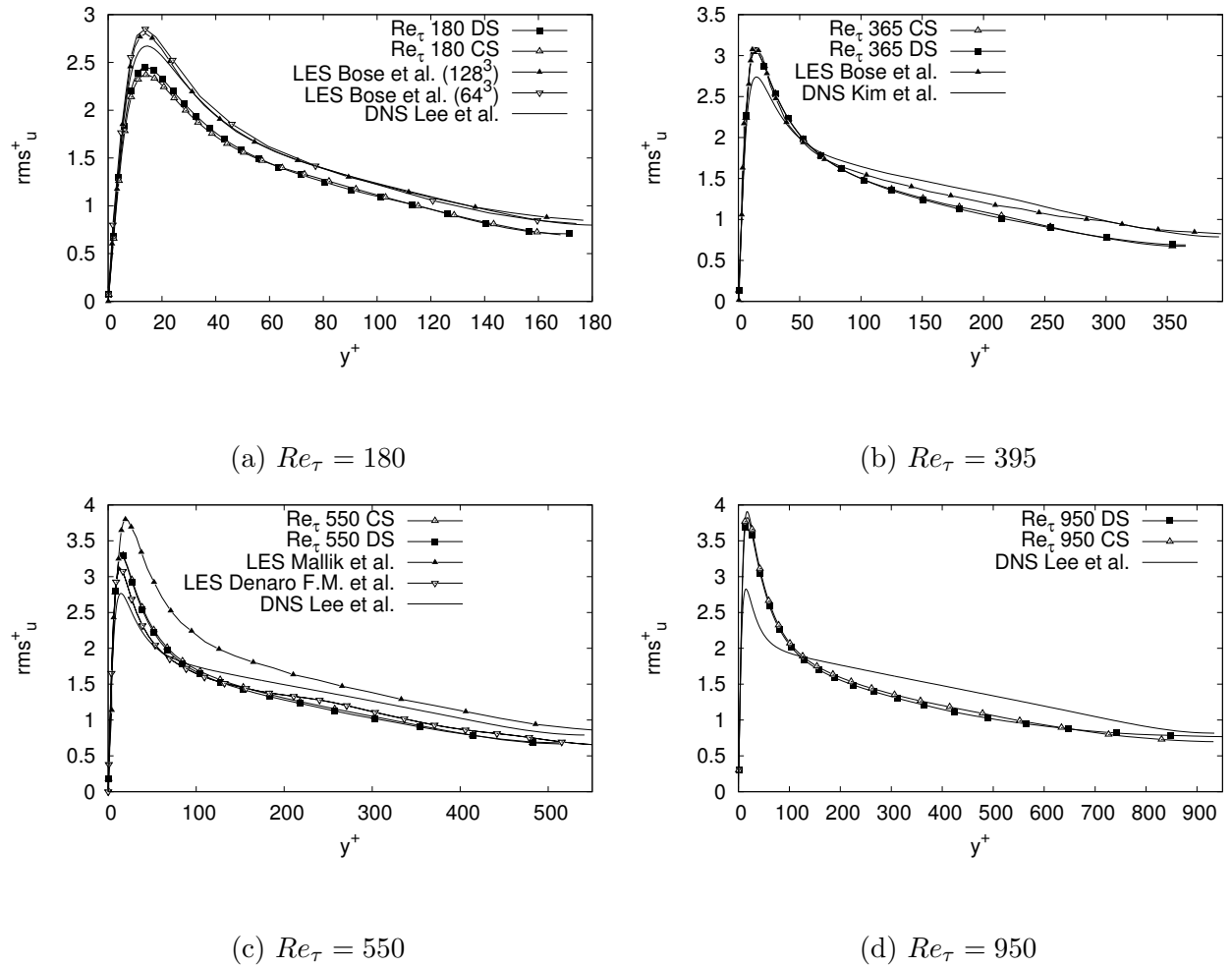


Figura B.9: Root mean square of velocity fluctuations in streamwise direction

is important to note that the lowest levels of error are observed for $Re_\tau = 180$ as qualitative appreciated in figure B.13. Even when such behaviour was expected, due to the better grid resolution in this direction, it is in contrast to the argues of You et al. [148], who expressed that when LES are performed exist a lack of accuracy in the solution as the grid resolution is increased.

Also, it can be observed that these profiles were underpredicted for all Reynolds numbers and both turbulence models. This behaviour is presented as a direct consequence of the dissipative nature of the LES models. In the same way, it was observed that the levels of error increased as the Reynolds number was increased (See figure B.13).

When the behaviours of the SGS models were compared, it could be seen that the prediction capability of the DS model was better compared with the CS model in the near wall region. Mainly, it was obtained an error 95 % lower for the lowest Reynolds number in the near wall region as can be seen in figures B.13 . For the other Reynolds numbers, the difference in the

levels of error is not evident.

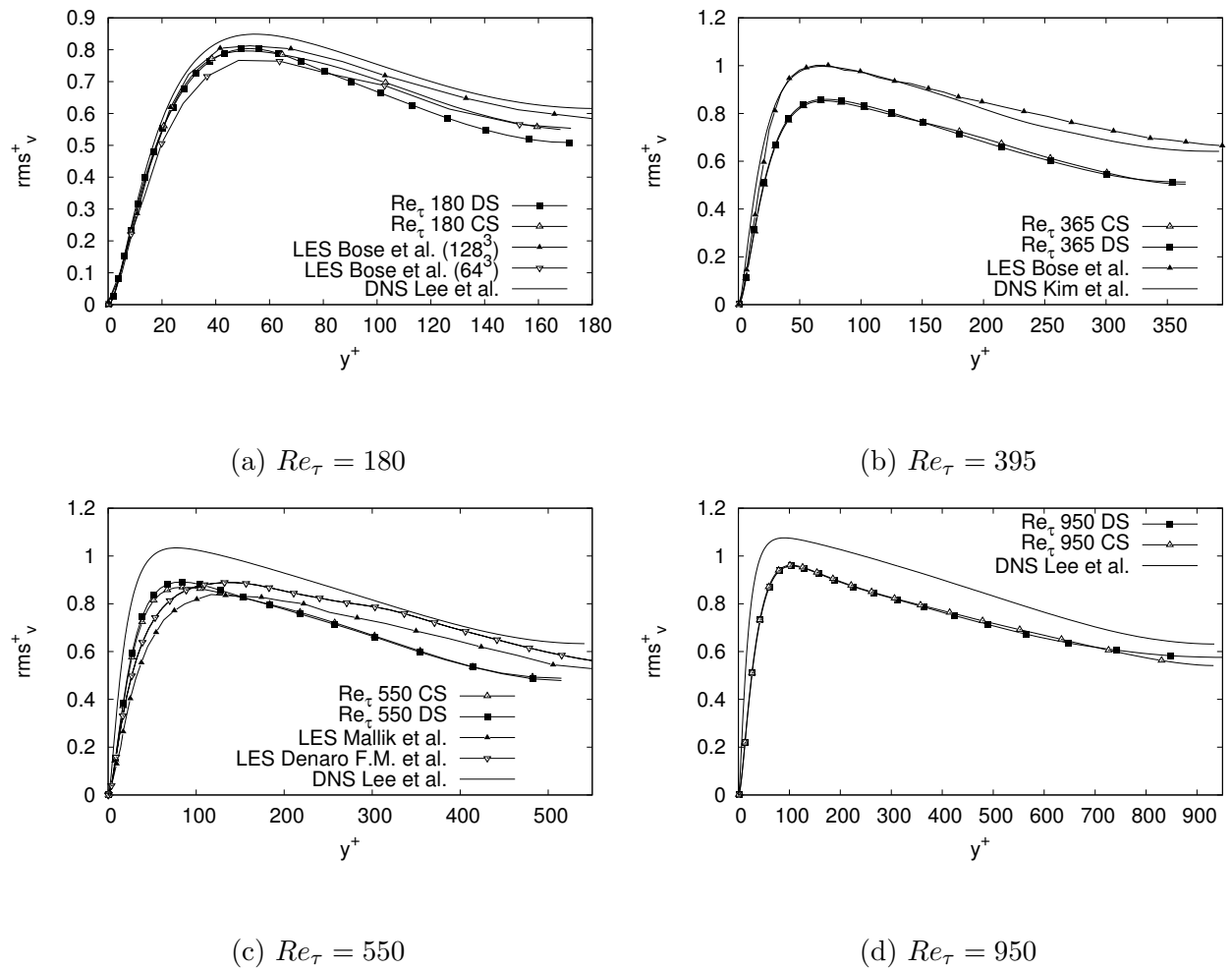


Figura B.10: Root mean square of velocity fluctuations in wall normal direction

Spanwise direction velocity fluctuations

In order to assess the quality of predictions for spanwise direction velocity fluctuations, a similar analysis of errors of the rms_w^+ compared to DNS results was also performed. As in the previous case, the minor level of error was also obtained for $Re_\tau = 180$; Nevertheless, as can be seen in figures B.14, a good qualitative agreement of the profiles compared with DNS results were obtained for all Reynolds numbers. Once again, it was observed that the levels of error were minimal for the case with the higher mesh resolution. It is also noteworthy that contrary to the predictions of velocity fluctuations in the other directions, in spanwise direction the level of mesh refinement seems not to have a strong influence on the numerical prediction for none of the SGS models,

As predicted by DNS results, the profile for the lower Reynolds number has a smoother peak near the wall region than those formed in the same profiles for the other Reynolds numbers. Additionally, it is observed that excepting for $Re_\tau = 180$, the behavior of both models is similar. In any case for the lower Reynolds number, the DS model presented a lower level of error compared to DNS than the CS model; nevertheless, in the channel center, it is observed a shift on the prediction capabilities of the SGS models as is shown in figure B.14.

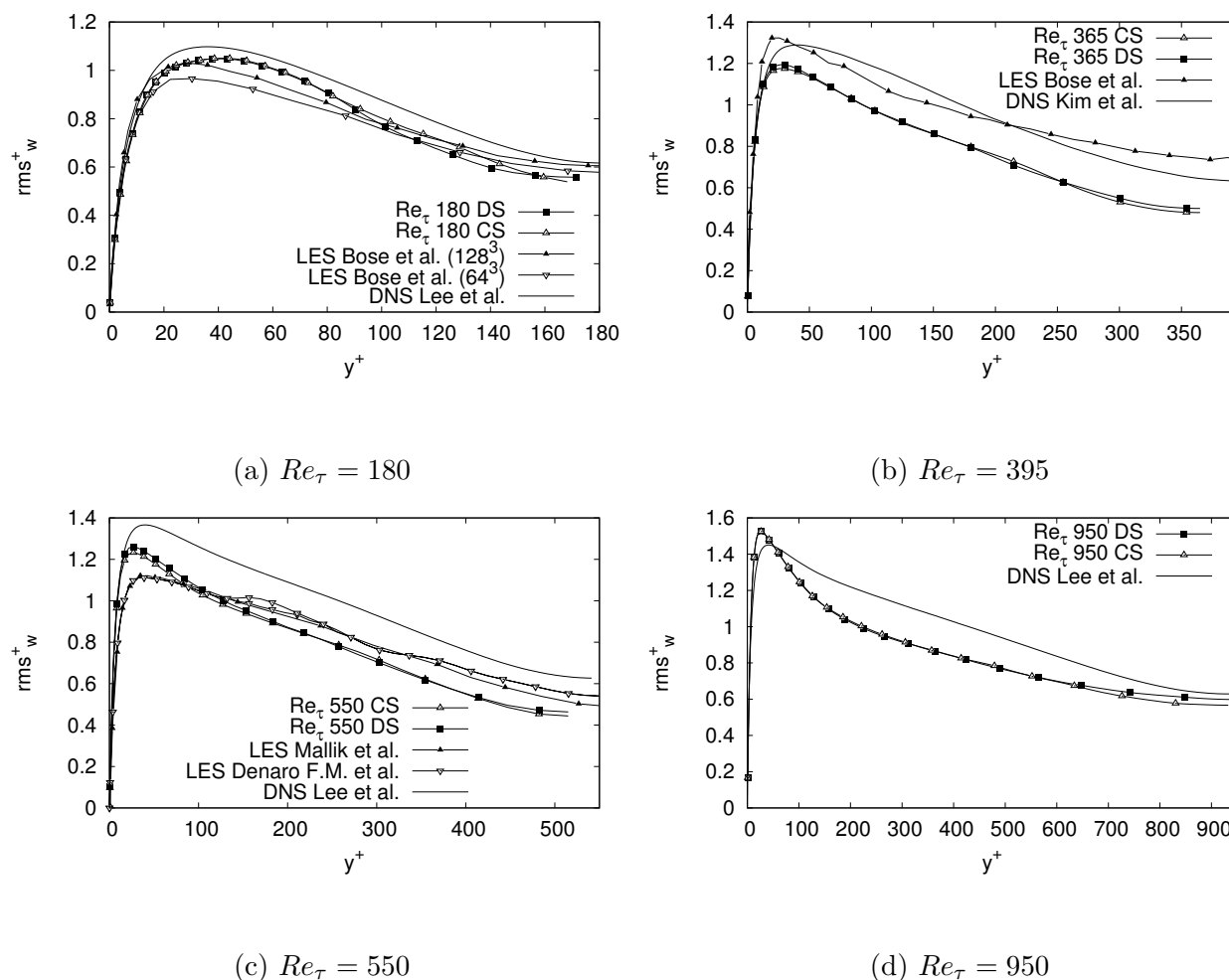


Figura B.11: Root mean square of velocity fluctuations in spanwise direction

B.3.5. Reynolds stress tensor

One of the most important and known features of standard turbulent flows, such as channel or pipe flows, is the specific behaviour of the Reynolds stress tensor components along wall normal lines. The previously discussed velocity fluctuations are just a subset of components of the Reynolds stress tensor, those of the main diagonal. The other relevant components usually

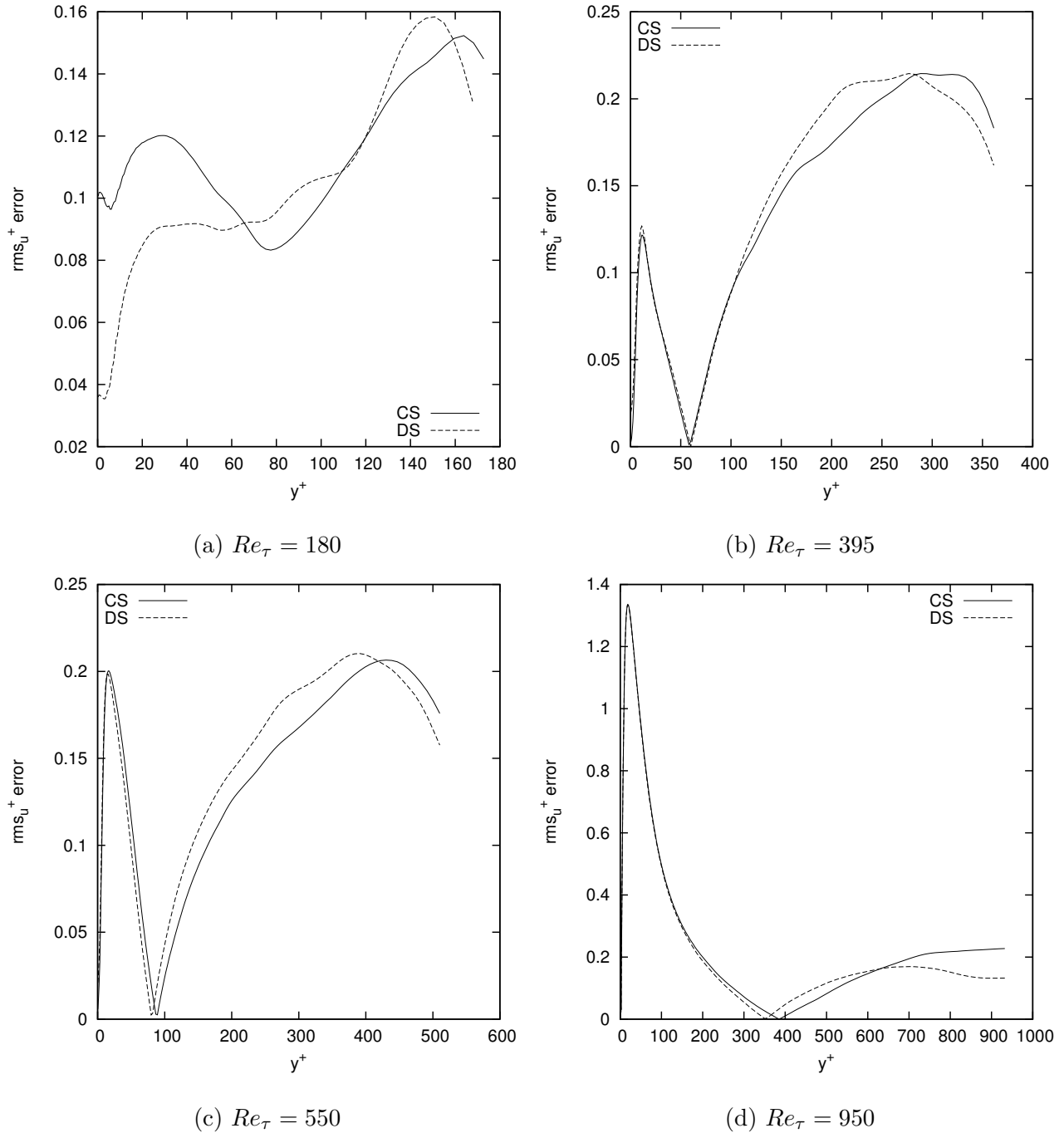


Figura B.12: Relative error for rms_u^+

explored in detail are the off-diagonal elements of the Reynolds stress tensor. In particular, it is usually of high relevance to predicting the peak values and their location in wall-normal direction.

The profile of the off-diagonal components of the Reynolds stress tensor is shown in figure B.15. The symmetry of the channel flow implies that the xz and yz components of the Reynolds

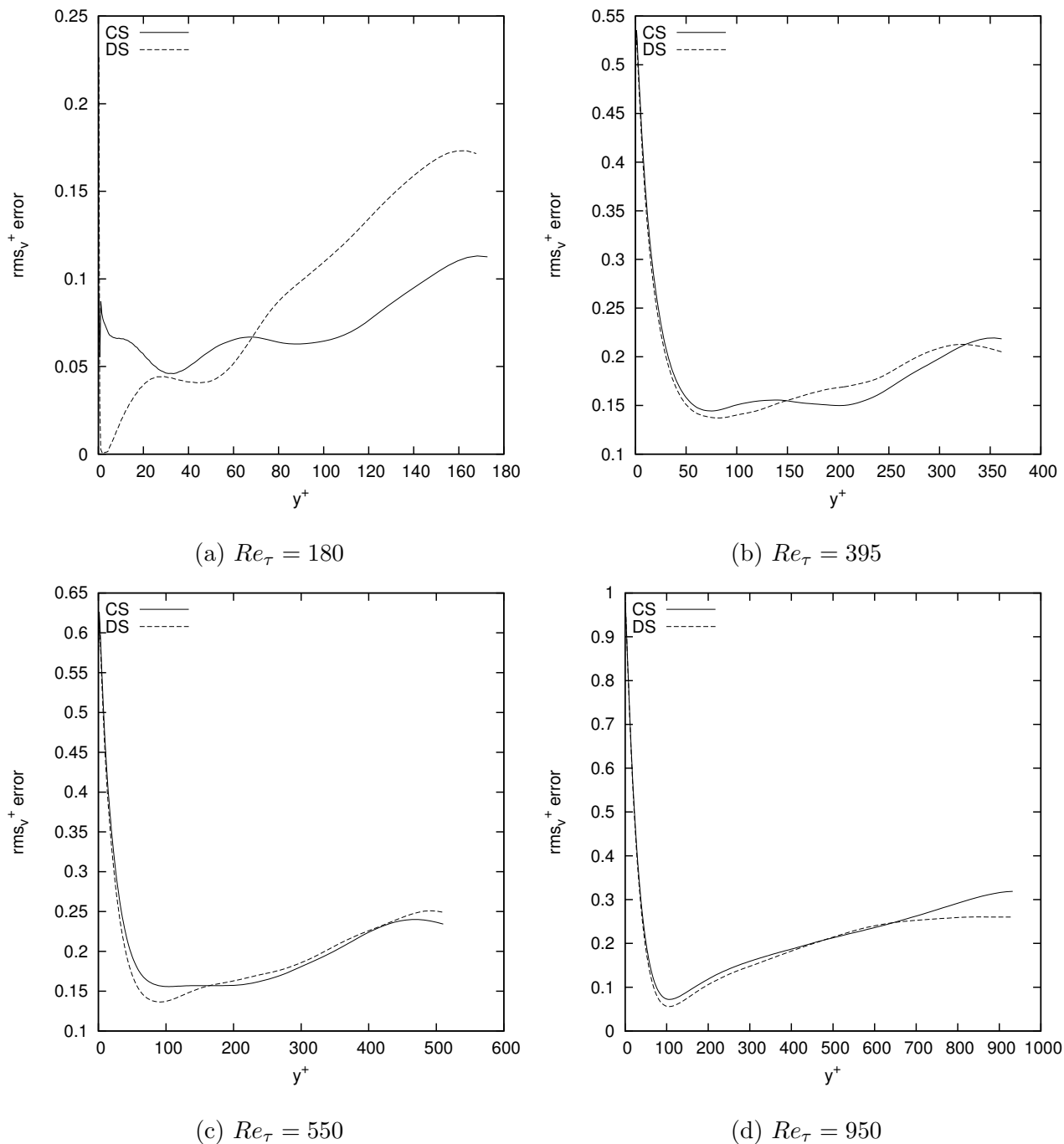


Figura B.13: Relative error for rms_v^+

stress tensor are equal to zero. For this reason, only the xy component is analysed, where the negative value is referred to as the turbulent shear stress.

Analytically it has been demonstrated that for a channel flow, the profile of the total shear stress, (i.e., the sum of the viscous and turbulent shear stresses) has a particular behaviour across the channel. In particular, in the near wall region, the dominant effects correspond to

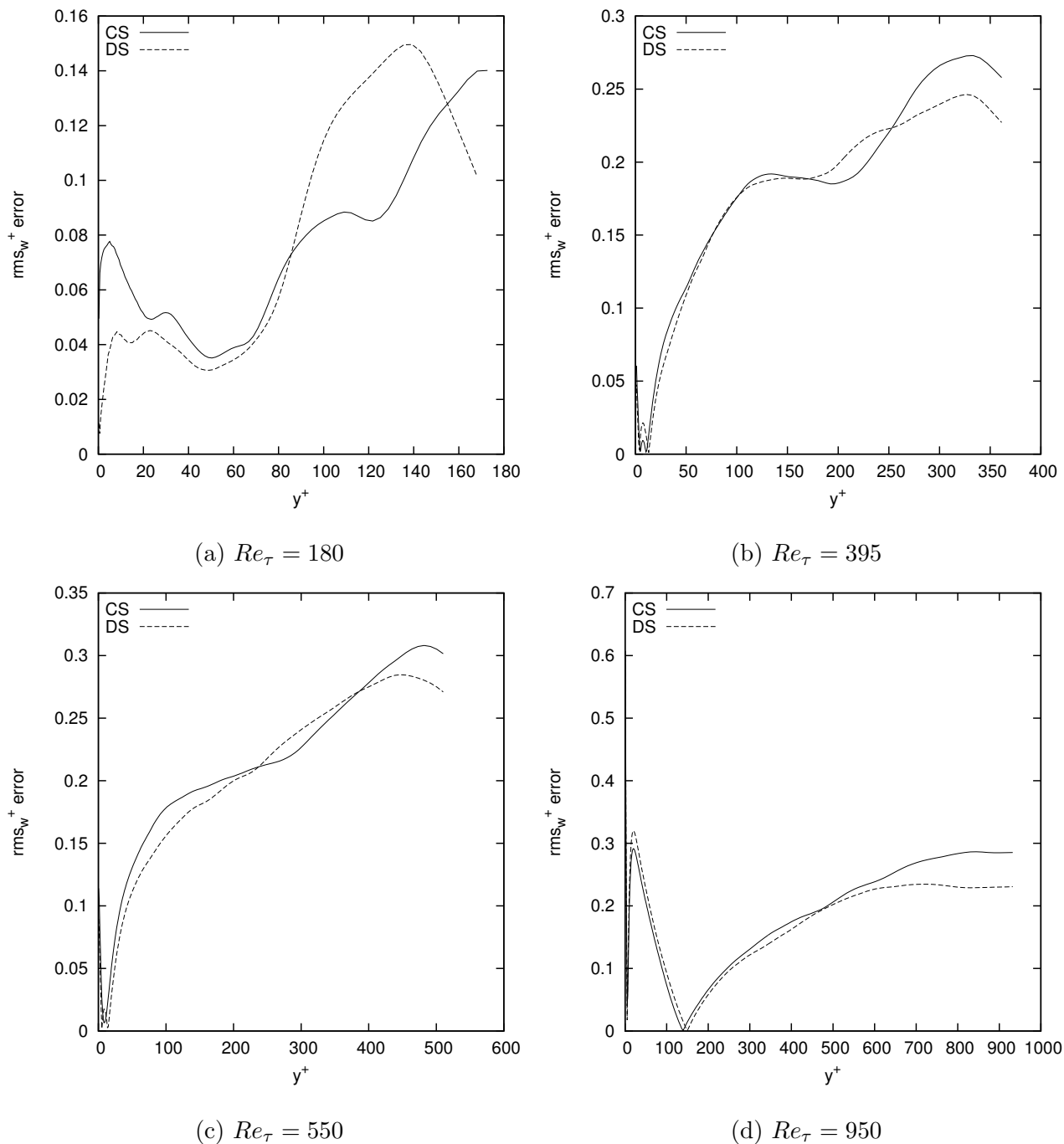


Figura B.14: Relative error for rms_w^+

the viscous effects; however, the viscous stresses only play a significant role in the viscous wall region, $y^+ < 50$. Therefore, outside of that region, the profile of the turbulent shear stress becomes linear.

The profiles of the computed turbulent shear stress are presented in Figure B.15. In these figures is observed that the profiles of $u'v'$ predicted for both SGS models reproduce the

tendency of the DNS data, including the presence of a peak at approximately $y^+ = 30$ for all Reynolds numbers. In any case, a linear profile is observed in regions near the channel center.

As can be seen in figure B.15. Both SGS models predict the location of the peak with excellent accuracy, although with a slight underestimation of its value. Mainly, for $Re_\tau = 180$ the CS model exhibits a more substantial underestimation of this value, compared with the DS model. In contrast, the CS behave better than the DS model at the channel center for this Reynolds number. This behaviour is in concordance with the performance of the r.m.s values of the velocity fluctuations previously shown in this paper.

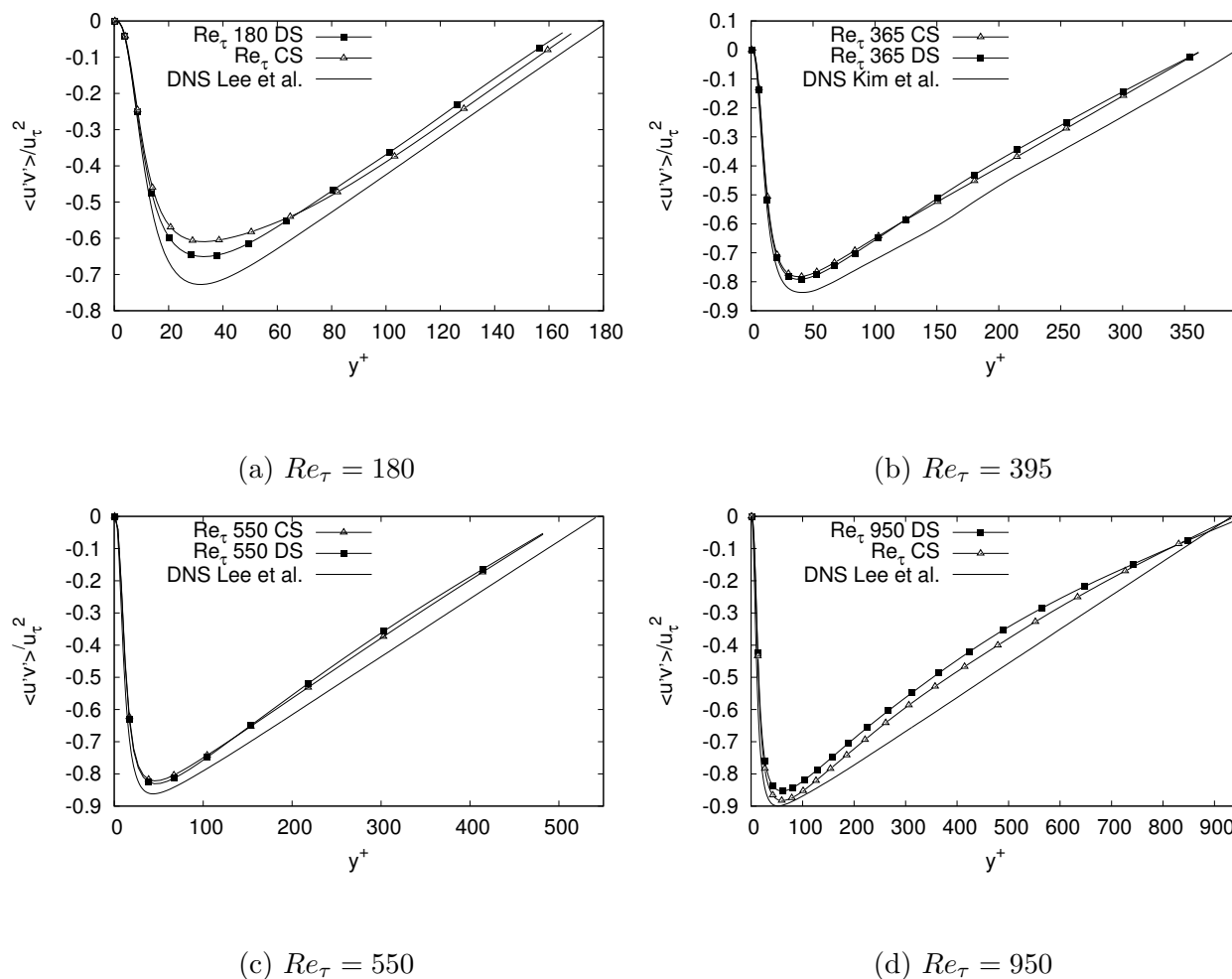


Figura B.15: Cross Reynolds stress term profiles

Analysis of accuracy of the different predictions obtained in this work for each Reynolds number (See figures B.16) shows that the grid resolution affects the "rms" values differently in each direction. For instance, the analysis was divided into two parts. The first one is concerned with the results for $Re_\tau = 180, 365$ and 515 . In this part, the streamwise and spanwise direction seems to be less affected in the near wall region, presenting lower levels of errors in

comparison to the wall normal direction; nevertheless, in the central region of the channel, only the streamwise direction remains this feature. In contrast to the other Reynolds numbers, for $Re_\tau = 950$, the streamwise direction seems to be most affected by the grid resolution, followed by the wall normal direction and the spanwise direction respectively. These results do not agree with previous statements proposed by [101] and [15], who stated that in some cases for LES simulations a coarser mesh grid resolution implies a better accuracy of the flow fields in streamwise and spanwise directions.

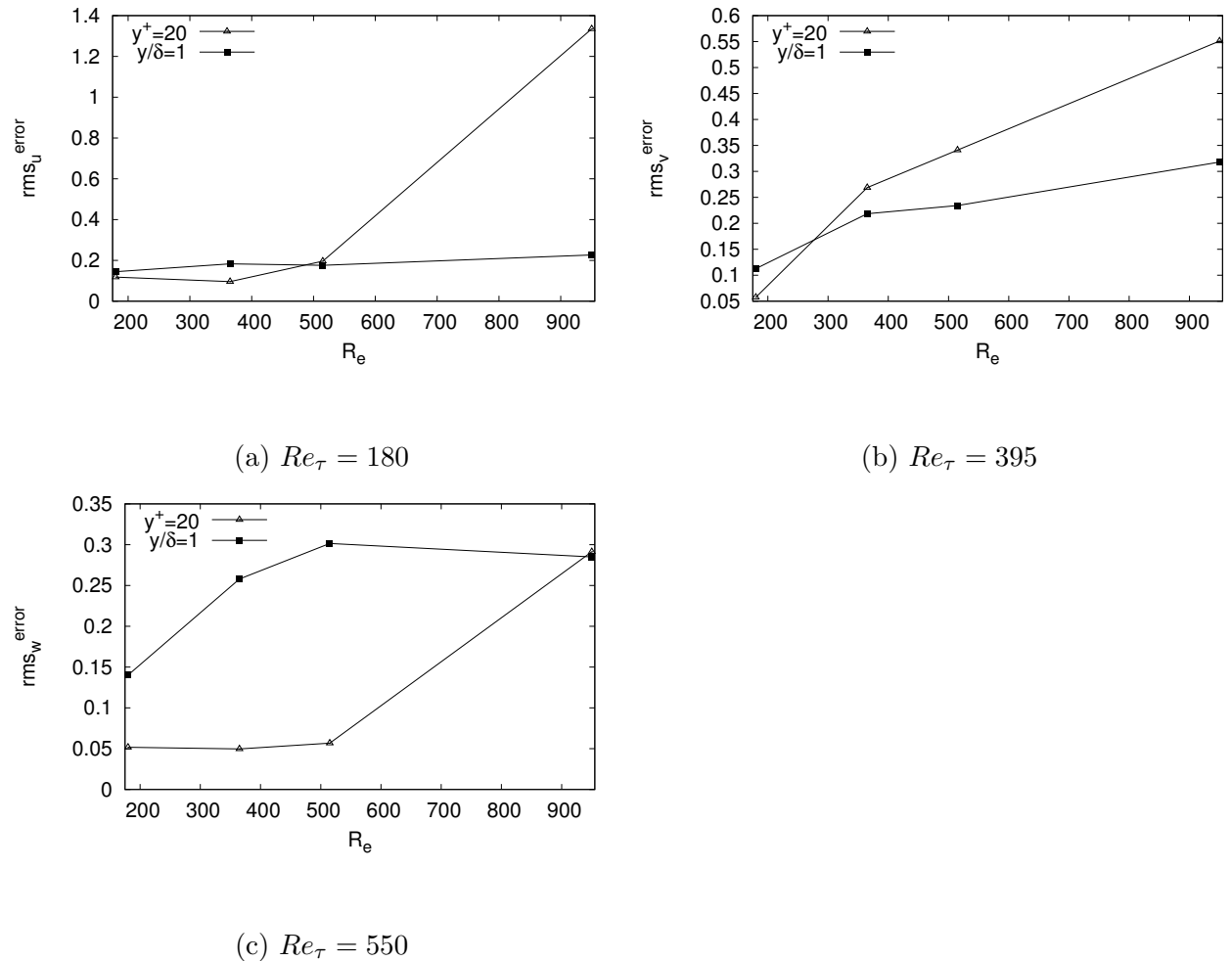


Figura B.16: Relative error of the r.m.s values of the velocity fluctuations as a function of Re_τ

B.3.6. Coefficient of correlation

When confined turbulent flows are evaluated, it is important to analyse how the momentum is exchanged due to turbulent motions in each direction. According to this, is common to use statistical tools to characterised how the velocity fluctuations in each direction are corre-

lated. Particularly, a standard tool to evaluate the relation between the velocity fluctuation in streamwise and normal direction is the coefficient of correlation.

In figure B.17 the coefficient of correlation is shown. One of the remarkable characteristics of the behaviour of this coefficient is the presence of a local peak near the wall, as previously reported by Moin y Kim [105]. These authors suggest that this behaviour is due to the presence of specific "organized motion" in the near wall region. As expected, in our experiments the profile for $Re_\tau = 180$ numerically shows excellent way results and shown an arguably good qualitative agreement for the rest of Reynolds numbers.

The behaviour of the coefficient of correlation serves as an indicator of the capability of the mesh box size used in this work for capturing the main characteristic of the flow. As was previously shown in this paper, it is evident a lack of mesh resolution at higher Reynolds numbers, which implies a lower capacity of the computational model for capturing the characteristics of the smaller scales. This feature is evidenced in figures B.17 where the higher the Reynolds number, the higher the deviation of the profile against DNS data.

B.3.7. Reynolds stress budget

The transport equation for the Reynolds stresses is a standard evolution equation for higher order statistics. They are derived from the Navier Stokes equations by the following procedure: (i) Firstly, the Navier Stokes equations are ensemble averaged, (ii) Secondly, the equations for the fluctuating stresses are derived from the previous equations, (iii) The latter equations are ensemble averaged again. Finally, the transport equation for the Reynolds stresses can be written as,

$$\frac{\overline{D}}{Dt} \langle u'_i u'_j \rangle = P_{ij} + T_{ij} + D_{ij} + \pi_{ij} - \epsilon_{ij} \quad (\text{B.22})$$

where,

P_{ij}	Turbulent production
T_{ij}	Turbulent transport rate
D_{ij}	Viscous diffusion rate
π_{ij}	Velocity - pressure gradient term
ϵ_{ij}	Viscous dissipation term

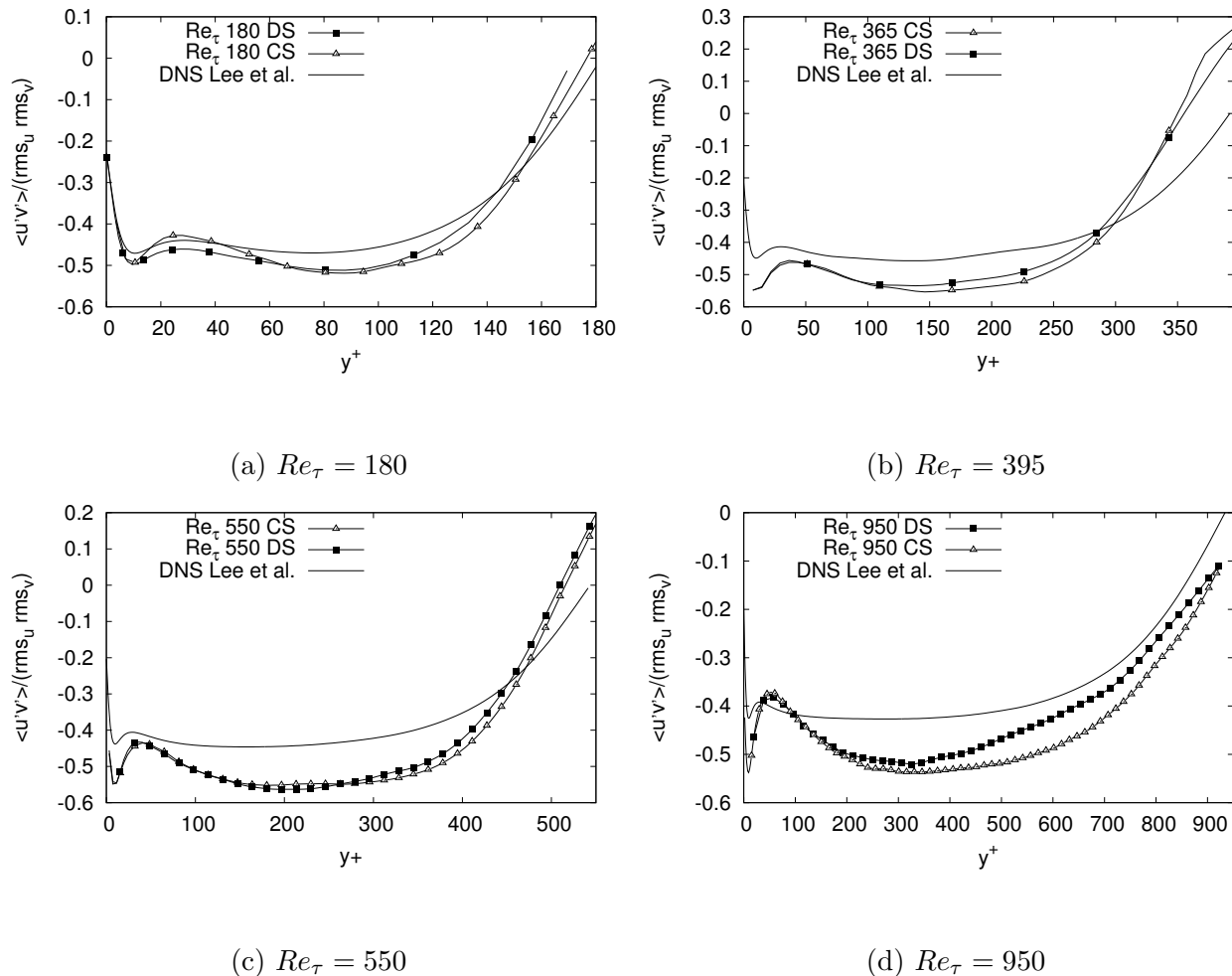


Figura B.17: Coefficient of correlation between u' and v'

In a fully-developed channel flow, the turbulent production term is expressed as,

$$P_{ij} = -\langle u'_i u'_k \rangle \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \langle u'_j u'_k \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad (\text{B.23})$$

Similarly to the turbulent production term, the highest values of viscous dissipation are located near the wall. This term is calculated as,

$$\epsilon_{ij} = 2 * \nu \langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \rangle \quad (\text{B.24})$$

To asses the ability of the LES models hereby explored to capture higher order statistics, it is common to study the turbulent production and viscous dissipation terms normalised by u_τ^4/ν . Specifically each term of the equation B.22 is evaluated for the $u'u'$ and $u'v'$ components of the Reynolds stress tensor. The LES models were able to capture the most important

features of these higher order characteristics, and as it was expected, the major turbulent activity is located in the near wall region of the channel and is attenuated at the center of the channel.

In figures B.18 and B.19, the profiles of the turbulent production for $u'u'$ and $u'v'$ are shown. It is clear that independent of the Reynolds number explored, the peak value of the turbulent production in streamwise direction is located at almost $y^+ 20$ and practically at the same position of the predicted by DNS results.

Furthermore, it is observed that both SGS models predict this peak with the same level of accuracy. For all Reynolds numbers, the results for the "uu" term show a good quantitative agreement with DNS data. For the "uv" term, it is observed that error level for both SGS models became more substantial as the Reynolds number was increased; nevertheless, the positions of the peaks were relatively well captured for all cases.

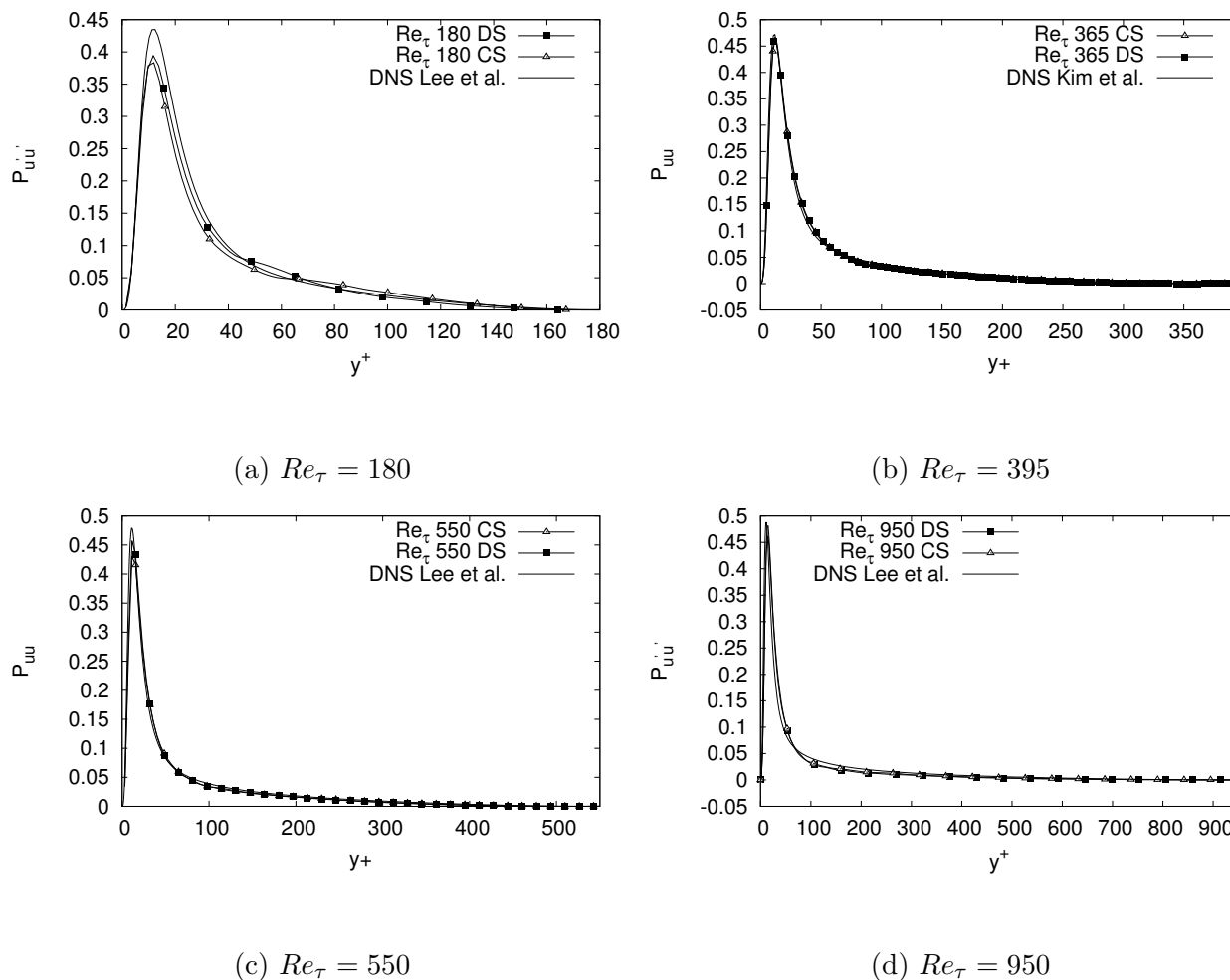


Figura B.18: Turbulent production for $u'u'$

In figures B.20 and B.21, the profiles of viscous dissipation of $\langle u'u' \rangle$ and $\langle u'v' \rangle$ are

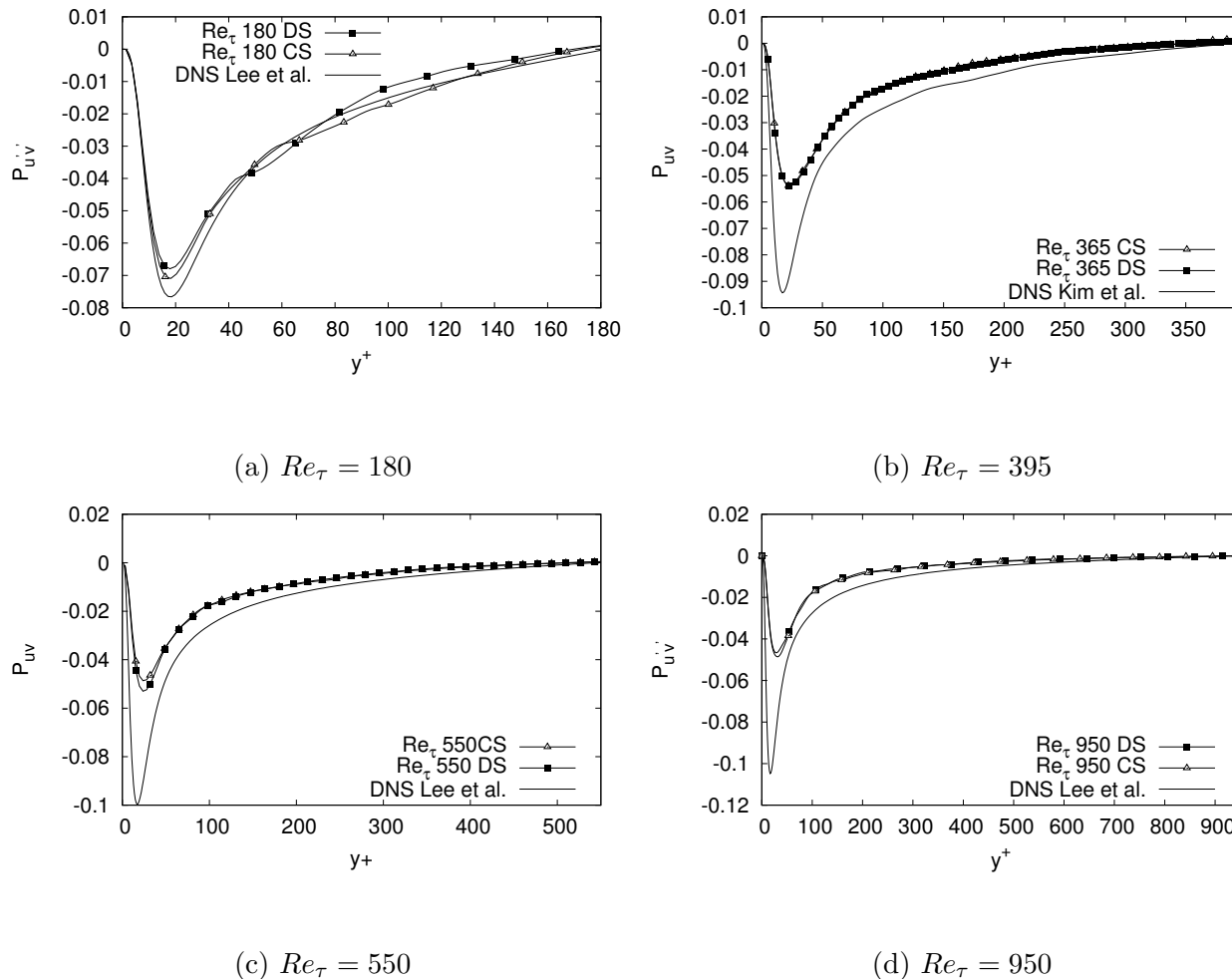


Figura B.19: Turbulent production for $u'v'$

shown. It can be noticed that in the streamwise direction for all cases both SGS models predict very well the tendency and the values of the profiles compared against DNS results. For each case shown in figures B.20 and B.21 the term for $\langle u'u' \rangle$ is well predicted in all regions of the channel, even at the near wall and at the buffer layer region. When LES Simulations are used, it is expected that all terms of the kinetic energy budget, excepting the viscous dissipation term, be well predicted. The lack of accuracy of the prediction of the viscous dissipation term is a consequence of the nature of this strategy for modelling turbulence. The viscous dissipation is calculated from the SGS motions, and in a LES modelling the small-scale motions of the flow, i.e., Kolmogorov scale motions. This particular feature of LES simulations produces an underprediction of the viscous dissipation term in comparison with DNS data, as was pointed out by Schiavo et al. [124]; however, this behaviour does not imply the absence of balance on the turbulent kinetic energy budget; nevertheless, part of the turbulent kinetic energy is numerically dissipated due to the inherent filtered nature of the flow fields.

As for the "rms" values of the velocity fluctuations, the mesh grid resolution also affects the accuracy of the predictions of the viscous dissipation term by using LES Simulation. This grid sensibility of the LES generates a high level of error on the predictions of this term over the wall normal direction as is also observed when the tangential term of the Reynolds stress tensor ($\langle u'v' \rangle$) is evaluated. It is observed that the accuracy for the lower Reynolds number is far better than for the other cases. In any case, this behaviour was expected due to the better spatial resolution of the lower Reynolds number. This behaviour implies that for higher order statistics, the propose of You et al. [148] that higher levels of mesh resolution induces higher levels of errors is not entirely correct.

Something important to be noted, excepting for $Re_\tau = 180$ the simulations predict regions of positive dissipation, which is in contradiction with DNS results and therefore not physically possible. The prediction of the viscous dissipation term is very sensitive to the levels of spatial resolution. In particular, when this term is decomposed into its different components individually for the Reynolds Stress Tensor, it can be observed that the behaviour of the cross "uv" is not well predicted when the level of the mesh refinement is not fine enough. As this behaviour is not observed for the "uu" term, it is suspected that the small-scale motions related with the velocity fluctuation in the wall normal direction are responsible on the reduction of the predictions capabilities of the computational model for the turbulent kinetic energy budget, as it is also expressed by Schiavo et al. [124].

For $Re_\tau = 180$, the DS model behaves better in the near wall region than the CS model; however, this behaviour change in the centerline region, where the DS model behaves better than the CS model. Nevertheless, this change in the SGS models behaviour is not of major importance due to that at the channel center the level of viscous dissipation is much smaller than in the near wall region. This observation is related to the previous observation made on figures B.12, B.13 and B.15, where it was expressed that the DS models are more capable of predicting the turbulent dynamics of the smallest scale motions compared to the CS model.

B.4. Conclusions

The assessment and prediction capabilities of two SGS models for Large Eddy Simulations under OpenFOAM framework was presented in this paper. Both SGS models were tested by a comparison of the results obtained from LES for four different friction Reynolds numbers against DNS data already existing in the literature. In general, the accuracy of the simulations results compared to DNS data is quite good, which allows verifying the validity of the SGS implementations presented in this work.

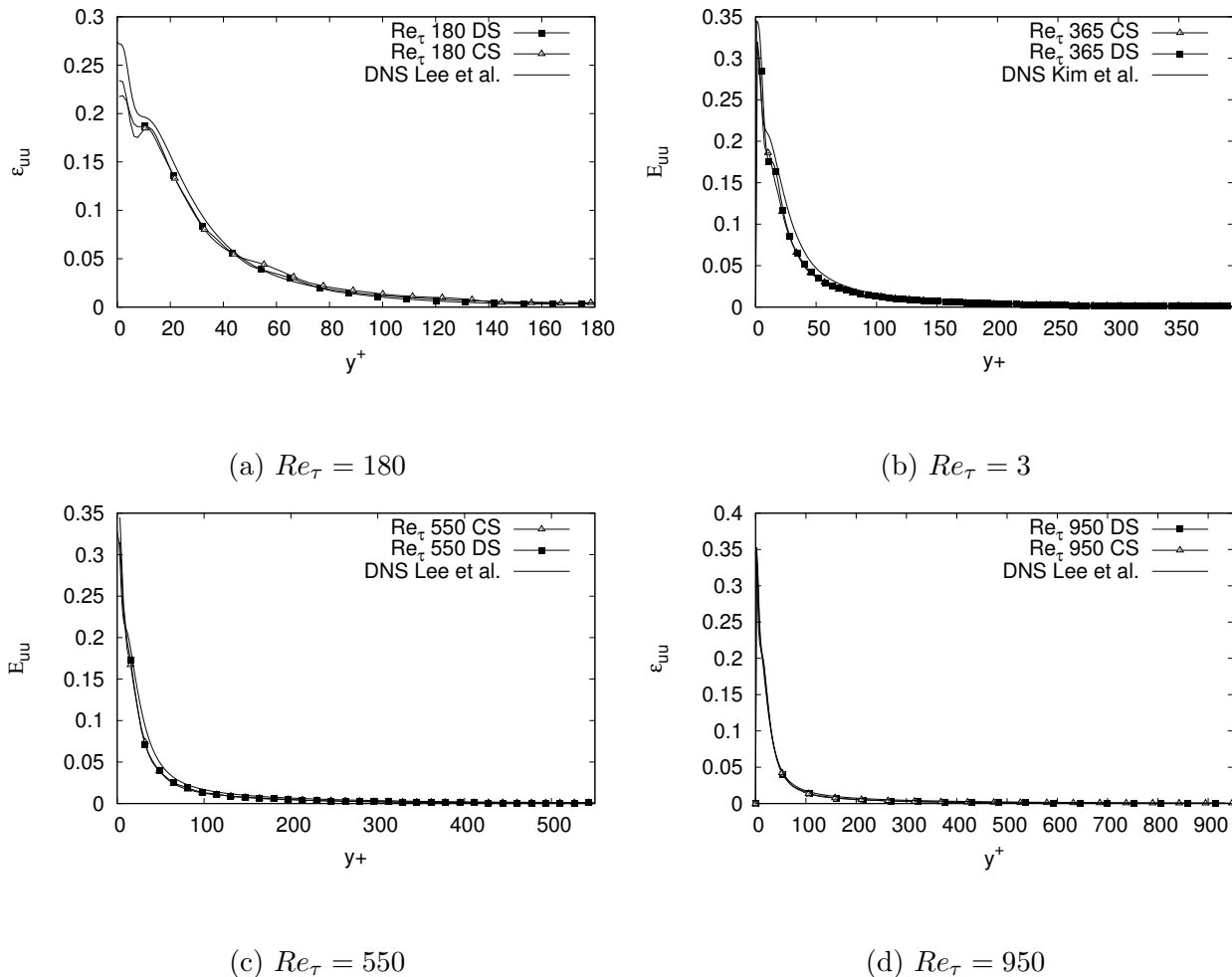


Figura B.20: Viscous dissipation for $u'u''$

It was observed that the grid refinement plays a vital role in the accuracy of the turbulent statistics of the first order in wall normal direction, as the coarser the grid resolution, the higher the level of error for such a direction. Nevertheless, for the case with coarser grid resolution, the highest level of error was found in the streamwise direction, which seems to indicate that a poor prediction of the statistics in the other directions profoundly affects the prediction capabilities of the model in that direction.

In order to assess the prediction capabilities for second-order statistics of both SGS implementations, the viscous dissipation and turbulent production terms were computed for the ww and wv components of the Reynolds stress tensor. The results obtained show an excellent representation of the tendency of those profiles, excepting for the viscous dissipation profiles for wv with Re_τ values different to 180. This observation seems to indicate that LES with DS and CS models need for a highly fine resolution in wall normal direction to accurately predict the behaviour of the smallest scales motions.

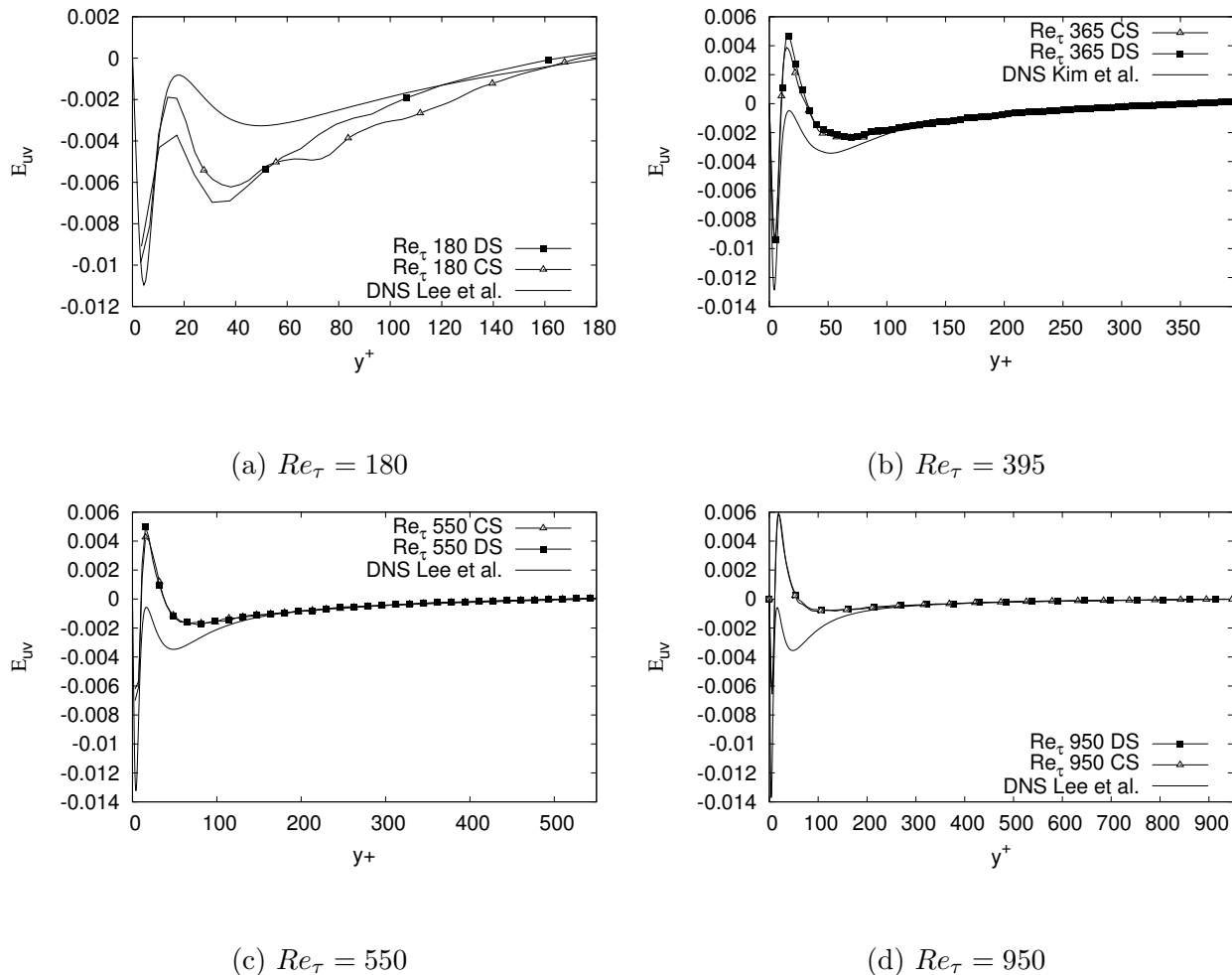


Figura B.21: Viscous dissipation for $u'v''$

Finally, according to the results presented in this work, it can be concluded that LES based on Dynamic Smagorinsky and Coherent Structures SGS models can be used to simulate fully turbulent wall-bounded flows with acceptable reliability of the results, subject to the use of adequate grid resolutions. The assessment and prediction capabilities of two SGS models for Large Eddy Simulations under OpenFOAM framework was presented in this paper. Both SGS models were tested by a comparison of the results obtained from LES for four different friction Reynolds numbers against DNS data already existing in the literature. In general, the accuracy of the simulations results compared to DNS data is quite good, which allows verifying the validity of the SGS implementations presented in this work.

It was observed that the grid refinement plays a vital role in the accuracy of the turbulent statistics of the first order in wall normal direction, as the coarser the grid resolution, the higher the level of error for such a direction. Nevertheless, for the case with coarser grid resolution, the highest level of error was found in the streamwise direction, which seems to

indicate that a poor prediction of the statistics in the other directions profoundly affects the prediction capabilities of the model in that direction.

In order to asses the prediction capabilities for second-order statistics of both SGS implementations, the viscous dissipation and turbulent production terms were computed for the ww and wv components of the Reynolds stress tensor. The results obtained showed an excellent representation of the tendency of those profiles, excepting for the viscous dissipation profiles for wv with Re_τ values different to 180. This observation seems to indicate that LES with DS and CS models need for a highly fine resolution in wall normal direction to accurately predict the behaviour of the smallest scales motions.

Finally, according to the results presented in this work, it can be concluded that LES based on Dynamic Smagorinsky and Coherent Structures SGS models can be used to simulate fully turbulent wall-bounded flows with acceptable reliability of the results, subject to the use of adequate grid resolutions.

Bibliografía

- [1] S. Albensoeder y H.C. Kuhlmann. Accurate three-dimensional lid-driven cavity flow. *Journal of Computational Physics*, 206(2):536–558, 2005. ISSN 00219991. doi: 10.1016/j.jcp.2004.12.024. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999105000033>.
- [2] S Albensoeder, HC Kuhlmann, y HJ Rath. Three-dimensional centrifugal-flow instabilities in the lid-driven-cavity problem. *Physics of fluids*, 13(1):121–135, 2001.
- [3] Michael Alletto. Numerical investigation of the influence of particle–particle and particle–wall collisions in turbulent wall–bounded flows at high mass loadings. 2014.
- [4] Michael Alletto. *Numerical Investigation of the Influence of Particle–Particle and Particle–Wall Collisions in Turbulent Wall–Bounded Flows at High Mass Loadings*. Tesis Doctoral, 2014.
- [5] Kameswararao Anupindi, Weichen Lai, y Steven Frankel. Characterization of oscillatory instability in lid driven cavity flows using lattice boltzmann method. *Computers & fluids*, 92:7–21, 2014.
- [6] Kameswararao Anupindi, Weichen Lai, y Steven Frankel. Characterization of oscillatory instability in lid driven cavity flows using lattice Boltzmann method. *Computers & fluids*, 92:7–21, 2014. ISSN 0045-7930. doi:10.1016/j.compfluid.2013.12.015. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045793013004957>.
- [7] Vincenzo Armenio y Virgilio Fiorotto. The importance of the forces acting on particles in turbulent flows. *Phys. Fluids*, 13:2437, 2001.
- [8] S. Balachandar y John K. Eaton. Turbulent Dispersed Multiphase Flow. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 42:111–133, 2010.
- [9] S Balachandar y John K Eaton. Turbulent dispersed multiphase flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 42:111–133, 2010.

- [10] J Bardino, Joel H Ferziger, y William Craig Reynolds. Improved turbulence models based on large eddy simulation of homogeneous, incompressible turbulent flows. 1983.
- [11] Arturo Baron y Maurizio Quadrio. Turbulent drag reduction by spanwise wall oscillations. *Applied Scientific Research*, 55(4):311–326, 1995.
- [12] Alfred Barnard Basset. *A treatise on hydrodynamics: with numerous examples*, tomo 2. 1888.
- [13] Matteo Bernardini, Sergio Pirozzoli, y Paolo Orlandi. Velocity statistics in turbulent channel flow up to. *Journal of Fluid Mechanics*, 742:171–191, 2014.
- [14] Christophe Bogey y Christophe Bailly. Large eddy simulations of round free jets using explicit filtering with/without dynamic smagorinsky model. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(4):603–610, 2006.
- [15] Sanjeeb T Bose, Parviz Moin, y Donghyun You. Grid-independent large-eddy simulation using explicit filtering. *Physics of Fluids*, 22(10):105103, 2010.
- [16] Roland Bouffanais, Michel O Deville, Paul F Fischer, Emmanuel Leriche, y Daniel Weill. Large-eddy simulation of the lid-driven cubic cavity flow by the spectral element method. *Journal of Scientific Computing*, 27(1):151–162, 2006.
- [17] Joseph Boussinesq. *Theorie Analytique de al Chaleur*, tomo 2. 1895.
- [18] Hung-Wen Chang, Pei-Yao Hong, Li-Song Lin, y Chao-An Lin. Simulations of flow instability in three dimensional deep cavities with multi relaxation time lattice Boltzmann method on graphic processing units. *Computers & Fluids*, 88:866–871, 2013. ISSN 00457930. doi:10.1016/j.compfluid.2013.08.019. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045793013003368>.
- [19] K.S Choi y N Fujisawa. Possibility of drag reduction using d-type roughness. *Appl. Sci. Res.*, 50:315–324, 1993.
- [20] Robert A Clark, Joel H Ferziger, y William Craig Reynolds. Evaluation of subgrid-scale models using an accurately simulated turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 91(01):1–16, 1979.
- [21] Clayton T Crowe. *Multiphase Flow Handbook*. Taylor & Francis, 2006.
- [22] Clayton T. Crowe, John D. Schwarzkopf, Martin Sommerfeld, y Yutaka Tsuji. *Multiphase Flows with Droplets and PArticles*. Taylor & Francis, second edi ed^{ón}, 2012.

- [23] Clayton T Crowe, M Pt Sharma, y David E Stock. The particle-source-in cell (psi-cell) model for gas-droplet flows. *Journal of Fluids Engineering*, 99:325–332, 1977.
- [24] C.T. Crowe, T.R. Troutt, y J.N. Chung. Numerical Models for Two-Phase Turbulent Flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 28:11–43, 1996.
- [25] Carlos Bettencourt da Silva y Olivier Métais. On the influence of coherent structures upon interscale interactions in turbulent plane jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 473:103–145, 2002.
- [26] Eugene De Villiers. *The potential of large eddy simulation for the modelling of wall bounded flows*. Tesis Doctoral, University of London, 2007.
- [27] RB Dean. Reynolds number dependence of skin friction and other bulk flow variables in two-dimensional rectangular duct flow. *Journal of Fluids Engineering*, 100(2):215–223, 1978.
- [28] Juan C Del Álamo, Javier Jiménez, Paulo Zandonade, y Robert D Moser. Scaling of the energy spectra of turbulent channels. *Journal of Fluid Mechanics*, 500:135–144, 2004.
- [29] F Denaro, Antonella Abba, Massimo Germano, Matteo Icardi, Daniele Marchisio, Stefano Rolfo, Paolo Lampitella, Emanuela Colombo, Fabio Inzoli, Andrea Arovitola, et al. A comparative test for assessing the performances of large-eddy simulation codes. En *AIMETA Conference*. 2011.
- [30] M D Deshpande y S George Milton. Kolmogorov scales in a driven cavity Flow. 22(November 1996):359–381, 1998.
- [31] MD Deshpande y S George Milton. Kolmogorov scales in a driven cavity flow. *Fluid dynamics research*, 22(6):359–381, 1998.
- [32] CD Dritselis. Large eddy simulation of turbulent channel flow with transverse roughness elements on one wall. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 50:225–239, 2014.
- [33] CD Dritselis. On the enhancement of particle deposition in turbulent channel airflow by a ribbed wall. *Advanced Powder Technology*, 28(3):922–931, 2017.
- [34] Chris D Dritselis. Direct numerical simulation of particle-laden turbulent channel flows with two-and four-way coupling effects: budgets of reynolds stress and streamwise enstrophy. *Fluid Dynamics Research*, 48(1):015507, 2016.

- [35] Chris D Dritselis y Nicholas S Vlachos. Numerical study of educed coherent structures in the near-wall region of a particle-laden channel flow. *Physics of Fluids*, 20(5):055103, 2008.
- [36] Chris D Dritselis y Nicholas S Vlachos. Large eddy simulation of gas-particle turbulent channel flow with momentum exchange between the phases. *International Journal of Multiphase Flow*, 37(7):706–721, 2011.
- [37] Chris D Dritselis y Nicholas S Vlachos. Numerical investigation of momentum exchange between particles and coherent structures in low re turbulent channel flow. *Physics of Fluids*, 23(2):025103, 2011.
- [38] Yves Dubief, Christopher M White, Vincent E Terrapon, Eric SG Shaqfeh, Parviz Moin, y Sanjiva K Lele. On the coherent drag-reducing and turbulence-enhancing behaviour of polymers in wall flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 514:271–280, 2004.
- [39] T Dubois y F Bouchon. Subgrid-scale models based on incremental unknowns for large eddy simulation. *Center for Turbulence Research Annual Research Briefs*, págs. 221–236, 1998.
- [40] John K Eaton. Two-way coupled turbulence simulations of gas-particle flows using point-particle tracking. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(9):792–800, 2009.
- [41] S Elghobashi. On predicting particle-laden turbulent flows. *Appl. Sci. Res.*, págs. 309–329, 1994.
- [42] S Elghobashi y G C Truesdell. On the two-way interaction between homogeneous turbulence and dispersed solid particles. II: Turbulence modification. *Phys. Fluids*, 5:1790–1801, 1993.
- [43] A. Ferrante y S. Elghobashi. On the physical mechanisms of two-way coupling in particle-laden isotropic turbulence. *Phys. Fluids*, 15:315–329, 2003.
- [44] S Geiss, A Dreizler, Z Stojanovic, M Chrigui, A Sadiki, y J Janicka. Investigation of turbulence modification in a non-reactive two-phase flow. *Experiments in Fluids*, 36(2):344–354, 2004.
- [45] William K George. *Lectures in Turbulence for the 21st Century*. 2010.
- [46] M Germano. Turbulence: the filtering approach. *J. Fluid Mech.*, 238:325–336, 1992.

- [47] Massimo Germano, Ugo Piomelli, Parviz Moin, y William H Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids A: Fluid Dynamics (1989-1993)*, 3(7):1760–1765, 1991.
- [48] Sharath Girimaji y Khaled Abdol-Hamid. Partially-averaged navier stokes model for turbulence: implementation and validation. En *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, pág. 502. 2005.
- [49] Xavier Gloerfelt y Julien Berland. Turbulent boundary-layer noise: direct radiation at mach number 0.5. *Journal of Fluid Mechanics*, 723:318–351, 2013.
- [50] RA Gore y CT Crowe. Modulation of turbulence by a dispersed phase. *Journal of fluids engineering*, 113(2):304–307, 1991.
- [51] Michael D Graham. Drag reduction in turbulent flow of polymer solutions. *Rheology reviews*, 2(2):143–170, 2004.
- [52] AT Hjelmfelt Jr y LF Mockros. Motion of discrete particles in a turbulent fluid. *Applied Scientific Research*, 16:149–161, 1966.
- [53] Tobias Holzmann. Mathematics, numerics, derivations and openfoam®. 2016.
- [54] Sergio Hoyas y Javier Jiménez. Scaling of the velocity fluctuations in turbulent channels up to $re \tau = 2003$. *Physics of fluids*, 18(1):011702, 2006.
- [55] Zhiwei Hu, Christopher L Morfey, y Neil D Sandham. Wall pressure and shear stress spectra from direct simulations of channel flow. *AIAA journal*, 44(7):1541–1549, 2006.
- [56] Julian CR Hunt, Alan A Wray, y Parviz Moin. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. 1988.
- [57] A Huser y S Biringen. Calculation of two-dimensional shear-driven cavity flows at high reynolds numbers. *INTERNATIONAL JOURNAL FOR NUMERICAL METHODS IN FLUIDS*, 14(September 1991), 1992.
- [58] AKM Fazle Hussain. Coherent structures and turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 173:303–356, 1986.
- [59] Masahide Inagaki, Tsuguo Kondoh, y Yasutaka Nagano. A mixed-time-scale sgs model with fixed model-parameters for practical les. *Journal of fluids engineering*, 127(1):1–13, 2005.

- [60] Javier Jiménez, Alan A Wray, Philip G Saffman, y Robert S Rogallo. The structure of intense vorticity in isotropic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 255:65–90, 1993.
- [61] Volker John. *Large eddy simulation of turbulent incompressible flows: analytical and numerical results for a class of LES models*, tomo 34. Springer Science & Business Media, 2012.
- [62] Benjamin Kadoch, Emmanuel Leriche, Kai Schneider, y Marie Farge. On the Role of Coherent Structures in a Lid Driven Cavity Flow. En *Turbulence and Interactions*, págs. 207–214. 2010.
- [63] Takeo Kajishima y Takayuki Nomachi. One-equation subgrid scale model using dynamic procedure for the energy production. *Journal of Applied mechanics*, 73(3):368–373, 2006.
- [64] John Kim, Parviz Moin, y Robert Moser. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low reynolds number. *Journal of fluid mechanics*, 177:133–166, 1987.
- [65] Jan Kleissl, Vijayant Kumar, Charles Meneveau, y Marc B Parlange. Numerical study of dynamic smagorinsky models in large-eddy simulation of the atmospheric boundary layer: Validation in stable and unstable conditions. *Water resources research*, 42(6), 2006.
- [66] Hiromichi Kobayashi. The subgrid-scale models based on coherent structures for rotating homogeneous turbulence and turbulent channel flow. *Physics of Fluids*, 17(4):045104, 2005.
- [67] Hiromichi Kobayashi. Large eddy simulation of magnetohydrodynamic turbulent channel flows with local subgrid-scale model based on coherent structures. *Physics of Fluids*, 18(4):045107, 2006.
- [68] Hiromichi Kobayashi, F Ham, y X Wu. Application of a local sgs model based on coherent structures to complex geometries. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(3):640–653, 2008.
- [69] Arthur G Kravchenko y Parviz Moin. Numerical studies of flow over a circular cylinder at $re d= 3900$. *Physics of fluids*, 12(2):403–417, 2000.
- [70] François Kremer y Christophe Bogey. Large-eddy simulation of turbulent channel flow using relaxation filtering: Resolution requirement and reynolds number effects. *Computers & Fluids*, 116:17–28, 2015.

- [71] Jonathan D Kulick, John R Fessler, y John K Eaton. Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 277:109–134, 1994.
- [72] J Kussin y M Sommerfeld. Experimental studies on particle behaviour and turbulence modification in horizontal channel flow with different wall roughness. *Experiments in Fluids*, 33(1):143–159, 2002.
- [73] ACK Lai, MA Byrne, y AJH Goddard. Measured deposition of aerosol particles on a two-dimensional ribbed surface in a turbulent duct flow. *Journal of aerosol science*, 30(9):1201–1214, 1999.
- [74] Alvin CK Lai, Miriam A Byrne, y Anthony JH Goddard. Enhanced particle loss in ventilation duct with ribbed surface. *Building and Environment*, 35(5):425–432, 2000.
- [75] Elyas Lar Kermani, Ehsan Roohi, y Fernando Porté-Agel. Evaluating the modulated gradient model in large eddy simulation of channel flow with openfoam. *Journal of Turbulence*, págs. 1–21, 2018.
- [76] Myoungkyu Lee y Robert D Moser. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to re_τ approx 5200. *arXiv preprint arXiv:1410.7809*, 2014.
- [77] Myoungkyu Lee y Robert D Moser. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $re_\tau = 5200$. *Journal of Fluid Mechanichs*, 2015.
- [78] A Leonard. Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows. En *Turbulent Diffusion in Environmental Pollution*, tomo 1, págs. 237–248. 1974.
- [79] S Leonardi, P Orlandi, y Robert Anthony Antonia. A method for determining the frictional velocity in a turbulent channel flow with roughness on the bottom wall. *Experiments in fluids*, 38(6):796–800, 2005.
- [80] S. Leonardi, P. Orlandi, R. J. Smalley, L. Djenidi, y R. a. Antonia. Direct numerical simulations of turbulent channel flow with transverse square bars on one wall. *J. Fluid Mech.*, 491:229–238, 2003.
- [81] S Leonardi, Paolo Orlandi, Lyazid Djenidi, y Robert Anthony Antonia. Structure of turbulent channel flow with square bars on one wall. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25(3):384–392, 2004.

- [82] S Leonardi, Paolo Orlandi, RJ Smalley, L Djenidi, y RA Antonia. Direct numerical simulations of turbulent channel flow with transverse square bars on one wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 491:229–238, 2003.
- [83] Stefano Leonardi, Paolo Orlandi, y Robert A Antonia. Properties of d-and k-type roughness in a turbulent channel flow. *Physics of fluids*, 19(12):125101, 2007.
- [84] E Leriche y S Gavrilakis. Direct numerical simulation of the flow in a lid-driven cubical cavity. *Phys. Fluids*, 12, 2000.
- [85] E. Leriche y G. Labrosse. High-Order Direct Stokes Solvers with or Without Temporal Splitting: Numerical Investigations of Their Comparative Properties. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 22(4):1386–1410, 2000. ISSN 1064-8275. doi:10.1137/S1064827598349641. URL <http://epubs.siam.org/doi/abs/10.1137/S1064827598349641>.
- [86] Emmanuel Leriche. Direct numerical simulation in a lid-driven cubical cavity at high reynolds number by a chebyshev spectral method. *Journal of Scientific Computing*, 27(1):335–345, 2006.
- [87] Emmanuel Leriche. Direct Numerical Simulation in a Lid-Driven Cubical Cavity at High Reynolds Number by a Chebyshev Spectral Method. *Journal of Scientific Computing*, 27(1-3):335–345, 2006. ISSN 0885-7474. doi:10.1007/s10915-005-9032-1. URL <http://link.springer.com/10.1007/s10915-005-9032-1>.
- [88] Marcel Lesieur y Olivier Metais. New trends in large-eddy simulations of turbulence. *Annual review of fluid mechanics*, 28(1):45–82, 1996.
- [89] Jing Li, Hanfeng Wang, Zhaohui Liu, Sheng Chen, y Chuguang Zheng. An experimental study on turbulence modification in the near-wall boundary layer of a dilute gas-particle channel flow. *Experiments in fluids*, 53(5):1385–1403, 2012.
- [90] Yiming Li, John B McLaughlin, K Kontomaris, y L Portela. Numerical simulation of particle-laden turbulent channel flow. *Physics of Fluids*, 13(10):2957–2967, 2001.
- [91] Douglas K Lilly. A proposed modification of the germano subgrid-scale closure method. *Phys. Fluids A: Fluid Dynamics (1989-1993)*, 4(3):633–635, 1992.
- [92] E Loth. Numerical approaches for motion of dispersed particles, droplets and bubbles. *Progress in Energy and Combustion Science*, 26(3):161–223, 2000.

- [93] Hao Lu y Lin Lu. Numerical investigation on particle deposition enhancement in duct air flow by ribbed wall. *Building and Environment*, 85:61–72, 2015.
- [94] DD Luo, CW Leung, TL Chan, y WO Wong. Flow and forced-convection characteristics of turbulent flow through parallel plates with periodic transverse ribs. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 48(1):43–58, 2005.
- [95] George Mallouppas y Berend van Wachem. Large eddy simulations of turbulent particle-laden channel flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 54:65–75, 2013.
- [96] Cristian Marchioli. Large-eddy simulation of turbulent dispersed flows: a review of modelling approaches. *Acta Mechanica*, 228(3):741–771, 2017.
- [97] Daniele L. Marchisio y Rodney O. Fox. *Computational Models for Polydisperse Particulate and Multiphase Systems*. CAMBRIDGE, 2013.
- [98] MA Martinez, Gaetano Maria Di Cicca, Michele Iovieno, y Michele Onorato. Control of cavity flow oscillations by high frequency forcing. *Journal of Fluids Engineering*, 134(5):051201, 2012.
- [99] Martin R Maxey y James J Riley. Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *Phys. Fluids (1958-1988)*, 26:883–889, 1983.
- [100] Charles Meneveau, Thomas S Lund, y William H Cabot. A lagrangian dynamic subgrid-scale model of turbulence. *J. Fluid Mech.*, 319:353–385, 1996.
- [101] Johan Meyers y Pierre Sagaut. Is plane-channel flow a friendly case for the testing of large-eddy simulation subgrid-scale models? *Physics of Fluids*, 19(4):048105, 2007.
- [102] Yoichi Mito y Thomas J Hanratty. Effect of feedback and inter-particle collisions in an idealized gas–liquid annular flow. *International journal of multiphase flow*, 32(6):692–716, 2006.
- [103] Yoshinori Mizuno. Spectra of energy transport in turbulent channel flows for moderate reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 805:171–187, 2016. doi:10.1017/jfm.2016.564.
- [104] CH Moeng y Peter P Sullivan. Large-eddy simulation. *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, 2:232–240, 2015.
- [105] Parviz Moin y John Kim. Numerical investigation of turbulent channel flow. *Journal of fluid mechanics*, 118:341–377, 1982.

- [106] Robert D Moser, John Kim, y Nagi N Mansour. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re \tau = 590$. *Physics of fluids*, 11(4):943–945, 1999.
- [107] Yasutaka Nagano, Hirofumi Hattori, y Tomoya Houra. Dns of velocity and thermal fields in turbulent channel flow with transverse-rib roughness. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25(3):393–403, 2004.
- [108] Paolo Orlandi, S Leonardi, y RA Antonia. Turbulent channel flow with either transverse or longitudinal roughness elements on one wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 561:279–305, 2006.
- [109] Carl Wilhelm Oseen. *Hydrodynamik*, tomo 1. 1927.
- [110] Y Pan y S Banerjee. Numerical simulation of particle interactions with wall turbulence. *Physics of Fluids*, 8(10):2733–2755, 1996.
- [111] Carlos Pantano, Dale I Pullin, Paul E Dimotakis, y Georgios Matheou. Les approach for high reynolds number wall-bounded flows with application to turbulent channel flow. *Journal of Computational Physics*, 227(21):9271–9291, 2008.
- [112] Anthony Dana Paris. Turbulence attenuation in a particle-laden channel flow. 2001.
- [113] F. Picano, G. Sardina, y C. M. Casciola. Spatial development of particle-laden turbulent pipe flow. *Phys. Fluids*, 21, 2009.
- [114] U Piomelli. Large eddy simulations in 2030 and beyond. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 372(2022):20130320, 2014.
- [115] Stephen B Pope. *Turbulent flows*. Cambridge university press, 2000.
- [116] Ajay K. Prasad y Jeffrey R. Koseff. Reynolds number and end-wall effects on a lid-driven cavity flow. *Phys. Fluids A Fluid Dyn.*, 1:208, 1989.
- [117] PK Ptasinski, BJ Boersma, FTM Nieuwstadt, MA Hulsen, BHAA Van den Brule, y JCR Hunt. Turbulent channel flow near maximum drag reduction: simulations, experiments and mechanisms. *Journal of Fluid Mechanics*, 490:251–291, 2003.
- [118] Maurizio Quadrio y Pierre Ricco. Critical assessment of turbulent drag reduction through spanwise wall oscillations. *Journal of Fluid Mechanics*, 521:251–271, 2004.
- [119] Maurizio Quadrio, Pierre Ricco, y Claudio Viotti. Streamwise-travelling waves of spanwise wall velocity for turbulent drag reduction. *Journal of Fluid Mechanics*, 627:161–178, 2009.

- [120] Sarma L Rani, CM Winkler, y SP Vanka. Numerical simulations of turbulence modulation by dense particles in a fully developed pipe flow. *Powder Technology*, 141(1):80–99, 2004.
- [121] Pierre Sagaut. *Large eddy simulation for incompressible flows: an introduction*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [122] AK Saha y Sumanta Acharya. Unsteady simulation of turbulent flow and heat transfer in a channel with periodic array of cubic pin-fins. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 46(8):731–763, 2004.
- [123] Jan Sahner, Tino Weinkauff, Nathalie Teuber, y Hans-Christian Hege. Vortex and strain skeletons in eulerian and lagrangian frames. *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics*, 13(5), 2007.
- [124] Luiz ACA Schiavo, William Roberto Wolf, y João Luiz F Azevedo. Turbulent kinetic energy budgets in wall bounded flows with pressure gradients and separation. *Physics of Fluids*, 29(11):115108, 2017.
- [125] Philipp Schlatter, Qiang Li, Geert Brethouwer, Arne V Johansson, y Dan S Henningson. Simulations of spatially evolving turbulent boundary layers up to $Re_{\theta} = 4300$. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 31(3):251–261, 2010.
- [126] Mehdi Seddighi y Shuisheng He. Influence of a k-type Roughness on the Behaviour of Turbulence in an Unsteady Channel Flow. *J. Phys. ...*, 318:022021, 2011.
- [127] PN Shankar y MD Deshpande. Fluid mechanics in the driven cavity. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 32(1):93–136, 2000.
- [128] LFLR Silva y PLC Lage. Development and implementation of a polydispersed multiphase flow model in openfoam. *Computers & Chemical Engineering*, 35(12):2653–2666, 2011.
- [129] Joseph Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations: I. the basic experiment*. *Monthly weather review*, 91:99–164, 1963.
- [130] M. Sommerfeld. *Theoretical and Experimental Modelling of Particulate Flows*. 2000.
- [131] M. Sommerfeld y J. Kussin. Wall roughness effects on pneumatic conveying of spherical particles in a narrow horizontal channel. *Powder Technol.*, 142:180–192, 2004.
- [132] Yong Jae Suh y Sang Soo Kim. Effect of obstructions on the particle collection efficiency in a two-stage electrostatic precipitator. *Journal of aerosol science*, 27(1):61–74, 1996.

- [133] Bengt Sundén, Arash Saidi. Numerical simulation of turbulent convective heat transfer in square ribbed ducts. *Numerical Heat Transfer: Part A: Applications*, 38(1):67–88, 2000.
- [134] GI Taylor, JW Maccoll, y WF Durand. Aerodynamic theory. *Julius Springer, Berlin*, 3:209, 1935.
- [135] Yutaka Tsuji, Yoshinobu Morikawa, y Hiroshi Shiomi. Ldv measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe. *Journal of Fluid Mechanics*, 139:417–434, 1984.
- [136] I Veloudis, Z Yang, y JJ McGuirk. Les of wall-bounded flows using a new subgrid scale model based on energy spectrum dissipation. *Journal of Applied Mechanics*, 75(2):021005, 2008.
- [137] Stephane Viazzo, Anne Dejoan, y Roland Schiestel. Spectral features of the wall-pressure fluctuations in turbulent wall flows with and without perturbations using les. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 22(1):39–52, 2001.
- [138] A Vincent y M Meneguzzi. The satial structure and statistical properties of homogeneous turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 225:1–20, 1991.
- [139] JH Vincent y ASM MacLennan. Aerodynamic considerations in electrostatic precipitation. *Journal of Electrostatics*, 8(4):325–342, 1980.
- [140] Claudio Viotti, Maurizio Quadrio, y Paolo Luchini. Streamwise oscillation of spanwise velocity at the wall of a channel for turbulent drag reduction. *Physics of fluids*, 21(11):115109, 2009.
- [141] AW Vreman. An eddy-viscosity subgrid-scale model for turbulent shear flow: Algebraic theory and applications. *Physics of fluids*, 16(10):3670–3681, 2004.
- [142] AW Vreman. Turbulence attenuation in particle-laden flow in smooth and rough channels. *Journal of Fluid Mechanics*, 773:103–136, 2015.
- [143] Henry G Weller, G Tabor, Hrvoje Jasak, y C Fureby. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Computers in physics*, 12(6):620–631, 1998.
- [144] Christopher M White y M Godfrey Mungal. Mechanics and prediction of turbulent drag reduction with polymer additives. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 40:235–256, 2008.
- [145] David C. Wilcox. *Turbulence Modeling For Cfd*. DCW Industries, Inc, 1994.

-
- [146] Yi Wu, Hangfeng Wang, Zhaohui Liu, Jing Li, Liqi Zhang, y Chuguang Zheng. Experimental investigation on turbulence modification in a horizontal channel flow at relatively low mass loading. *Acta Mechanica Sinica*, 22(2):99–108, 2006.
- [147] Akira Yoshizawa, Katsutoshi Kobayashi, Toshio Kobayashi, y Nobuyuki Taniguchi. A nonequilibrium fixed-parameter subgrid-scale model obeying the near-wall asymptotic constraint. *Physics of Fluids*, 12(9):2338–2344, 2000.
- [148] D You, ST Bose, y P Moin. Grid-independent large-eddy simulation of compressible turbulent flows using explicit filtering. En *Proceedings of the Summer Program*, pág. 203. 2010.
- [149] Lanying Zeng, S Balachandar, Paul Fischer, y Fady Najjar. Interactions of a stationary finite-sized particle with wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 594:271–305, 2008.
- [150] LH Zhao, Helge I Andersson, y JJJ Gillissen. Turbulence modulation and drag reduction by spherical particles. *Physics of Fluids*, 22(8):081702, 2010.
- [151] Lihao Zhao, Helge I Andersson, y Jurriaan JJ Gillissen. Interphasial energy transfer and particle dissipation in particle-laden wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 715:32–59, 2013.
- [152] Yang Zhiyin. Large-eddy simulation: past, present and the future. *Chinese Journal of Aeronautics*, 28(1):11–24, 2015.