

TESIS CARRERA DE MAESTRÍA EN INGENIERÍA

ANÁLISIS DEL FLUJO EN CONVECCIÓN MIXTA EN CANALES RECTANGULARES

Patricio G. Canciani
Maestrando

Dr. William I. Machaca Abregu
Director

Dr. Federico Teruel
Co-director

Miembros del Jurado

Dr. Christian P. Marcel (Instituto Balseiro – CNEA)
Dr. Pablo Garcia Martinez (Instituto Balseiro – CNEA)
Dr. César Venier (FCEIA – SIMEC)

20 de Agosto de 2025

Departamento de Mecánica Computacional
(Centro Atómico Bariloche)

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina

A todos mis seres queridos

Índice de símbolos

Índice de contenidos

Índice de símbolos	v
Índice de contenidos	vii
Resumen	xi
Abstract	xiii
1. Introducción	1
1.1. Motivación	4
1.2. Objetivos	5
1.3. Organización del trabajo	5
2. Modelo Matemático	7
2.1. El concepto de turbulencia. Simulaciones Numéricas Directas (DNS)	7
2.2. Descripción del sistema bajo estudio. Ecuaciones de Gobierno	8
2.2.1. Sumario de Ecuaciones	12
2.3. Magnitudes estadísticas de flujos turbulentos	12
2.4. Teoría de Estabilidad Lineal. Perturbaciones	14
2.4.1. Flujo Base	14
2.4.2. Análisis de Estabilidad Lineal	15
2.4.3. Mecanismos de Inestabilidad. Ondas TS e Inestabilidad Secundaria	17
3. Herramientas Numéricas	19
3.1. Xcompact3D (XC3D)	19
3.1.1. Ecuaciones de gobierno	21
3.1.2. Avance temporal	22
3.1.3. Esquemas de diferencias finitas de alto orden	23
3.1.4. <i>Solver</i> espectral de Poisson	24
3.1.5. Biblioteca <i>2D Decomp & FFT</i>	24
3.2. Orr-Sommerfeld <i>Mixed Convection</i> (OSMC)	24

4. Validación de Herramientas Numéricas	27
4.1. Primera Parte: Xcompac3D	28
4.1.1. Situación I. Canal turbulento (sólo hidrodinámica)	29
4.1.2. Situación II. Transporte de escalar pasivo en convección forzada con q''_w constante	31
4.1.3. Situación III. Canal turbulento en régimen laminar con convección mixta y q''_w constante	33
4.1.4. Situación IV. Canal turbulento en convección mixta con ΔT constante entre paredes.	34
4.2. Segunda Parte: OSMC	36
4.2.1. Autovalores	37
4.2.2. Autofunciones	37
4.2.3. Análisis de Estabilidad Lineal versus DNS	38
5. Convección Mixta en Flujos Completamente Desarrollado	41
5.1. Casos simulados	42
5.2. Magnitudes de Primer y Segundo Orden	43
5.2.1. Perfiles de velocidad y de temperatura	43
5.2.2. Valores RMS de temperatura y velocidad	45
5.2.3. Flujos turbulentos de calor	45
5.3. Comparación entre casos de distinto Prandtl	47
5.4. Número de Nusselt	50
5.5. Factor de Fricción de Darcy	54
5.6. Sumario de los principales hallazgos	55
6. Convección Mixta En Transición Laminar-Turbulenta	57
6.1. Exploración de casos	58
6.1.1. Caso A ($Ri_b=0.04$)	59
6.1.2. Caso B ($Ri_b=1.06$)	61
6.2. Análisis detallado del caso A-C10	63
6.2.1. TKE y Varianza de la temperatura adimensional	63
6.2.2. Perfiles de velocidad y temperatura	64
6.2.3. Factor de fricción de Darcy y número de Nusselt	67
6.3. Análisis detallado del caso B-C2	69
6.3.1. TKE y varianza de la temperatura adimensional	69
6.3.2. Perfiles de velocidad y temperatura	70
6.3.3. Factor de fricción de Darcy y número de Nusselt	73
6.4. Comparación: A-C10 vs B-C2	74
6.5. Sumario de los principales hallazgos	74

7. Conclusiones	77
A. Budgets Dynamics Equations	79
B. Cosas Capítulo 4	81
B.1. isoQ vs isoT	81
C. Perfiles de Desarrollados	83
C.1. $Re = 2100$ y $Pr = 0,71$	83
C.2. $Re = 2100$ y $Pr = 0,071$	84
C.3. $Re = 3150$ y $Pr = 0,71$	85
C.4. $Re = 3150$ y $Pr = 0,071$	86
C.5. $Re = 4278$ y $Pr = 0,71$	87
C.6. $Re = 4278$ y $Pr = 0,071$	88
D. Transición. Cosas	89
D.0.1. Autofunciones y Espectros de autovalores	89
D.1. Casos $Re = 5000$; $Pr = 0,71$; $\Pi = 10^{-4}$	92
D.1.1. Autofunciones y Espectros de autovalores	92
Bibliografía	99
Agradecimientos	101

Resumen

Este es el resumen en castellano.

La tesis debe reflejar el trabajo desarrollado, mostrando la metodología utilizada, los resultados obtenidos y las conclusiones que pueden inferirse de dichos resultados.

Palabras clave: FLUJO TURBULENTO, CONVECCIÓN MIXTA

Abstract

This is the title in English:

The thesis must reflect the work of the student, including the chosen methodology, the results and the conclusions that those results allow us to draw.

Keywords: TURBULENT FLOW, MIXED CONVECTION

Capítulo 1

Introducción

Convección Mixta

Un fluido, en virtud de su masa y su velocidad, puede transportar momento. Además, en virtud de su temperatura, puede transportar calor. Estrictamente hablando, la convección es el transporte de energía debido al movimiento global de un medio. Sin embargo, en ingeniería es común utilizar el término convección de forma más amplia para describir la transferencia de calor desde una superficie hacia un fluido en movimiento cuando ambos están a diferentes temperaturas [Cengel and Ghajar, 2015, Incropera et al., 2006].

La transferencia de calor por convección puede clasificarse según la naturaleza del flujo. Hablamos de convección forzada cuando el flujo es provocado por actores externos como puede ser la acción de bombeo o un gradiente de presión; en cambio, en la convección natural, el flujo es inducido por fuerzas boyantes o de flotación, las cuales se surgen debido a diferencias de densidad producidas por variaciones de temperatura en el propio fluido (Figura 1.1).



Figura 1.1: Comparación esquemática de la transferencia de calor alrededor de una tubería caliente: (izquierda) convección forzada; (derecha) convección natural.

Los primeros estudios sobre la transferencia de calor por convección trataron las ramas de la convección forzada y la convección natural de forma separada, sin considerar la posible interacción entre ambas. Por un lado, los experimentos de Henri Bénard (1901) marcaron un hito en la comprensión de la convección natural [Bénard, 1901]. Más tarde, Lord Rayleigh (1916) desarrolló la base teórica de la inestabilidad térmica en capas fluidas [Rayleigh, 1916]. En paralelo, en el ámbito de la convección forzada, trabajos como el de Dittus y Boelter (1930) establecieron correlaciones empíricas para la transferencia de calor en tubos [Dittus and Boelter, 1930]. No fue sino hasta mediados del siglo XX que comenzó a reconocerse que ambos mecanismos pueden coexistir en muchas configuraciones de interés práctico. Así surgió el concepto de convección mixta, donde la convección forzada y la natural actúan simultáneamente como casos extremos de un fenómeno más general [Metais and Eckert, 1964].

Régimen de Transición y Transición Laminar-Turbulenta

Cuando un fluido se desplaza a través de un conducto o sobre una superficie, su movimiento puede clasificarse en dos tipos de régimen: laminar o turbulento [White, 2011]. En el régimen laminar, el flujo es ordenado y las partículas del fluido se mueven en capas paralelas sin mezclarse entre sí. En cambio, en el régimen turbulento, el flujo es caótico, con remolinos, tiende a mezclarse, y presenta fluctuaciones en los campos de velocidad y presión [Kundu et al., 2016]. En ese sentido, un flujo que se encuentra en un estado desarrollado¹ intermedio, se dice que el flujo está en régimen de transición. Este estado de flujo no debe confundirse con la transición laminar-turbulenta del sistema, donde el flujo evoluciona de un régimen laminar a un régimen turbulento completamente desarrollado. Esta transición puede ocurrir en el tiempo (transición laminar-turbulenta temporal) o en el espacio (transición laminar-turbulenta espacial).

Por otro lado, la transición laminar-turbulenta es un fenómeno de gran importancia para la ingeniería y la física aplicada ya que está presente en diferentes dispositivos termohidráulicos. El cambio de un régimen a otro puede tener un impacto significativo en la transferencia de calor. El coeficiente de fricción (factor de Darcy) o el coeficiente de convección (número de Nusselt) se incrementan notablemente cuando se produce la transición [Incropera et al., 2006, White, 2011]. En ese sentido, el estado transitorio no es deseado desde el punto de vista ingenieril ya que es intermitente (es decir, el flujo puede fluctuar entre los regímenes laminar y turbulento), sin embargo, el estudio de la transición es relevante para poder controlar el fenómeno o anticipar, y por tanto aprovechar, su comportamiento. Por ejemplo, un problema importante se da en el diseño de intercambiadores de calor cuando el punto de trabajo del flujo dentro de los tubos o conductos se encuentra en régimen de transición donde las magnitudes relevantes

¹Esto es, sus magnitudes no varían con el tiempo o con el espacio en un sentido estadístico.

(como coeficientes de fricción y de transferencia de calor) tienen una gran variación [Ghajar, 2019].

La evolución de un flujo, tanto en el tiempo como en el espacio, depende de las perturbaciones externas que reciba (por ejemplo, cambios de presión o de temperatura), de las condiciones de borde a las que esté sometido (como puede ser la rugosidad, flujo de calor en las paredes o gradientes de presión, entre otros) y de la respuesta del propio sistema, determinada por sus propiedades físicas y el régimen de flujo. Para modelar matemáticamente las condiciones que pueden modificar ese régimen -es decir, los estados iniciales capaces de desencadenar una transición- y analizar cómo dicha transición impacta en la transferencia de calor, se recurre a la teoría de estabilidad hidrodinámica [Schmid and Hnningson, 2002]. Esta teoría ofrece un marco para predecir cuándo un flujo laminar se volverá inestable mediante el estudio de la evolución de pequeñas perturbaciones: si estas crecen en el espacio o en el tiempo, el flujo pierde su estabilidad y eventualmente transiciona hacia un régimen turbulento.

La investigación teórica sobre la transición ha tenido un desarrollo histórico notable que se remonta al siglo XIX, con el célebre experimento de Osborne Reynolds [Reynolds, 1883], que marcó el inicio del estudio sistemático del fenómeno. A comienzos del siglo XX, Orr [Orr, 1907] y Sommerfeld [Sommerfield, 1908] formalizaron las bases de la estabilidad hidrodinámica al desarrollar las ecuaciones linealizadas que llevan sus nombres, conocidas como ecuaciones de Orr-Sommerfeld. Estas describen la evolución de perturbaciones en un flujo y son fundamentales para comprender los mecanismos de transición. Un avance crucial se produjo con los trabajos de Tollmien [Tollmien, 1930] y Schlichting [Schlichting, 1933], quienes describieron de forma teórica el estado lineal de la transición; esta teoría fue confirmada experimentalmente en el estudio de la capa límite sobre una placa plana realizado por Schubauer y Skramstad [Schubauer and Skramstad, 1947]. Finalmente, la incorporación de la teoría de inestabilidad secundaria por Herbert [Herbert, 1983] permitió extender el análisis al caso tridimensional, ofreciendo así una comprensión más completa del fenómeno.

Por su parte, los trabajos experimentales de Scheele *et al.* [Scheele et al., 1960], [Scheele and Hanratty, 1962] mostraron que el flujo en una tubería vertical calentada puede experimentar una transición a números de Reynolds (basados en el radio de la tubería) inferiores a 1800. Para estos valores, Scheele y Hanratty [Scheele and Hanratty, 1962] hallaron que, en condiciones de calentamiento con flujo ascendente, la inestabilidad aparece cuando los perfiles de velocidad desarrollan puntos de inflexión. La transición hacia un régimen no estacionario procede mediante el crecimiento paulatino de pequeñas perturbaciones; por ello, es posible observar estados inestables sin que se materialice la transición si la tubería no es lo suficientemente larga. En paralelo, en el plano analítico, Tao [Tao, 1960] estudió el flujo laminar totalmente desarrollado de convección mixta en un canal vertical con un gradiente de temperatura vertical impuesto

en las paredes.

Décadas más tarde, Gebhart *et al.* [Gebhart et al., 1989] realizaron una discusión exhaustiva sobre los flujos inducidos por flotación y destacaron que los mecanismos de transición en convección mixta difieren de los correspondientes al flujo isotérmico. En esa línea, los análisis de estabilidad lineal para el flujo en un canal vertical bajo distintas condiciones de calentamiento en las paredes, llevados a cabo por Chen y Chung [Chen and Chung, 1996, Chen and Chung, 1998], mostraron que la transferencia de calor desestabiliza fuertemente al sistema: el flujo calentado totalmente desarrollado resulta muy inestable y extremadamente difícil de sostener, por lo que la transición ocurre a números de Reynolds relativamente bajos.

Desde el punto de vista numérico, mediante simulación directa (DNS), Chen y Chung [Chen and Chung, 2002] estudiaron la transición a muy bajo número de Reynolds ($Re = 50$) en un canal vertical calentado, y analizaron además los fenómenos de transición laminar-turbulento en convección mixta asistida por flotación [Chen and Chung, 2003]. Sus resultados concuerdan con la evidencia experimental: la transición es gradual y la fuerza de flotación desempeña un papel determinante en el proceso.

1.1. Motivación

En la actualidad, muchos problemas de ingeniería presentan flujos en régimen de transición. La mayoría de los flujos en estas condiciones no isotérmicas [Chen and Chung, 2003]. El estudio de la transferencia de calor en la transición laminar-turbulenta es importante en diversas aplicaciones ingenieriles, citando algunos ejemplos: en los elementos combustibles de reactores nucleares, en intercambiadores de calor, en los álabes de una turbina, equipos electrónicos.

Por otro lado, el fenómeno de convección mixta puede manifestarse conjuntamente en flujos atmosféricos [Pirozzoli et al., 2017] como también en aplicaciones de ingeniería presentes en el proceso de fabricación de silicio, la refrigeración de equipos electrónicos, paneles solares térmicos, álabes de turbinas, intercambiadores de calor de diverso tipo, reactores nucleares, entre otros [Kasagi and Nishimura, 1997].

Entre las aplicaciones técnicas de mayor relevancia de la convección mixta se destaca el transporte de energía térmica. En las últimas décadas se han realizado muchos esfuerzos para desarrollar técnicas tendientes a mejorar la transferencia de calor y el desempeño global de los intercambiadores de calor. El interés en estas técnicas radica en el ahorro de la energía. En este sentido, las necesidades energéticas actuales propician el diseño y la mejora constante de los reactores nucleares utilizados para la provisión de

energía eléctrica. Dentro de la nueva generación de reactores nucleares GEN-IV², de los seis conceptos especificados, uno corresponde a reactores tipo GFR (*Gas-cooled Fast Reactor*) que utiliza como refrigerante gas helio cuyo número de Prandtl es $\text{Pr} \approx 0,7$ similar al aire.

1.2. Objetivos

El objetivo del presente trabajo es el estudio de la transferencia de calor en régimen de transición laminar-turbulenta en convección mixta. Para ello se emplea la herramienta numérica Incompact3D. Se obtienen resultados numéricos para números de Reynolds entre 2000 y 5000, número de Prandtl igual a 0.071 y 0.71 y números de Richardson entre 0.04 y 106.

Parte de las tareas secundarias para la realización de trabajo incluyeron:

- Entrenamiento y manejo en el uso de la herramienta numérica XCompact3D.
- Validación de la herramienta numérica y simulación de flujos turbulentos.
- Utilización y validación de la herramienta numérica OSMC [Szuban, 2023] para inestabilizar flujos a partir de soluciones laminares mediante perturbaciones generadas de la teoría de estabilidad lineal.

1.3. Organización del trabajo

El trabajo se organiza en siete capítulos. En el Capítulo 2 se presenta un breve marco teórico, que incluye las ecuaciones de gobierno, las condiciones de borde y los conceptos necesarios para comprender el problema, así como la teoría de estabilidad lineal y las soluciones laminares utilizadas en la construcción de perturbaciones. El Capítulo 3 describe los métodos numéricos en los que se basan las herramientas de simulación empleadas. En el Capítulo 4 se lleva a cabo la validación de las herramientas numéricas utilizadas, XCompact3D y OSMC.

El Capítulo 5 presenta los principales resultados de las simulaciones de flujo turbulento completamente desarrollado con convección mixta, incluyendo perfiles de velocidad y temperatura, así como el análisis de los números de Nusselt y del factor de Darcy en comparación con correlaciones y datos de referencia. En el Capítulo 6 se realiza una breve exploración de casos para determinar qué condiciones iniciales, generadas con OSMC, producen la inestabilización del flujo. A continuación, se analiza la evolución temporal de magnitudes relevantes para estudiar la transición del régimen laminar al turbulento.

²<https://www.gen-4.org/>

Finalmente, en el Capítulo 7 se resumen los aportes del trabajo y se presentan las conclusiones más relevantes.

Capítulo 2

Modelo Matemático

En este capítulo se presenta el marco teórico que sustenta este trabajo. Se introduce brevemente el concepto de turbulencia y de simulaciones DNS. Luego, se describen las ecuaciones, junto con las condiciones de borde, empleadas para modelar el sistema físico bajo análisis: un canal de placas paralelas sometido a un flujo de calor constante en las paredes. Asimismo, se definen las magnitudes estadísticas necesarias para el tratamiento de los datos obtenidos mediante simulaciones.

Por otra parte, se incluye un breve resumen del análisis de estabilidad lineal que constituye la base teórica para el cálculo numérico de los autovalores y autofunciones empleados en la construcción de las perturbaciones utilizadas para inestabilizar flujos con convección mixta. Estas perturbaciones se aplican en el Capítulo 6, donde se analiza la transición temporal laminar–turbulenta.

2.1. El concepto de turbulencia. Simulaciones Numéricas Directas (DNS)

Los flujos se clasifican, de manera general, en laminares, de transición y turbulentos. La mayoría de los flujos presentes en la naturaleza y en aplicaciones industriales son turbulentos, por lo que su estudio tiene un gran interés tanto en el ámbito científico como en el tecnológico. Algunos ejemplos de flujo turbulento se encuentran presentes en el movimiento de las nubes en el cielo, las corrientes oceánicas, el flujo sobre el ala de un avión o el flujo sobre el álabe de una turbina, entre muchos otros.

Todos estos flujos presentan un comportamiento aparentemente aleatorio y caótico, lo cual se refleja en las variaciones espaciales y temporales de las variables del flujo, tales como la velocidad, la temperatura o la densidad. Las complejidades inherentes a la turbulencia dificultan su definición de forma concisa; por ello, en general, no es común dar una definición de turbulencia sino más bien presentar ciertos atributos canónicos [Smits, 2009]:

- **Tridimensionalidad.** La turbulencia es un fenómeno inherentemente tridimensional.
- **Naturaleza no estacionaria.** Los flujos turbulentos evolucionan en el tiempo y se caracterizan por variaciones inestables en magnitudes asociadas (velocidad, presión, temperatura, etc).
- **Carácter multiescala.** La turbulencia involucra una amplia gama de escalas en el espacio y en el tiempo.
- **Difusividad.** Se tiene una mezcla eficaz¹ de todas las propiedades del fluido (masa, velocidad, temperatura, concentración, etc.).

Por su relevancia práctica y su naturaleza aleatoria y compleja, este fenómeno ha sido objeto de un gran número de investigaciones teóricas y experimentales a lo largo de los últimos dos siglos. Incluso en la actualidad, se sigue estudiando con el objetivo de entender mejor su complejidad. En este contexto, el uso de la computación para resolver las ecuaciones que gobiernan la dinámica de fluidos ha adquirido un papel preponderante y se ha consolidado como una de las herramientas más utilizadas para el análisis de flujos turbulentos.

El rápido progreso de las computadoras de alto rendimiento, permite que la simulación numérica directa (*Direct Numerical Simulation, DNS*) sea una herramienta fundamental para la investigación de la turbulencia [Moin and Mahesh, 1998]. Esta permite calcular la solución tridimensional y no estacionaria de las ecuaciones de conservación involucradas. Al resolverse sin recurrir a modelos de turbulencia, estas simulaciones requieren una precisión elevada para capturar todas las escalas del flujo [Pope, 2001].

2.2. Descripción del sistema bajo estudio. Ecuaciones de Gobierno

Se considera el sistema representado en la Figura 2.1 donde la dinámica de un fluido viscoso e incompresible sucede entre dos paredes paralelas e infinitas ubicadas en $y = \pm d$. Esto constituye un canal vertical de placas paralelas donde ambas paredes están sometidas a un flujo de calor constante q''_w .

¹El término “mezcla eficaz” se refiere a la capacidad de un flujo turbulento para mezclar y dispersar las diferentes propiedades del fluido de manera rápida y homogénea.

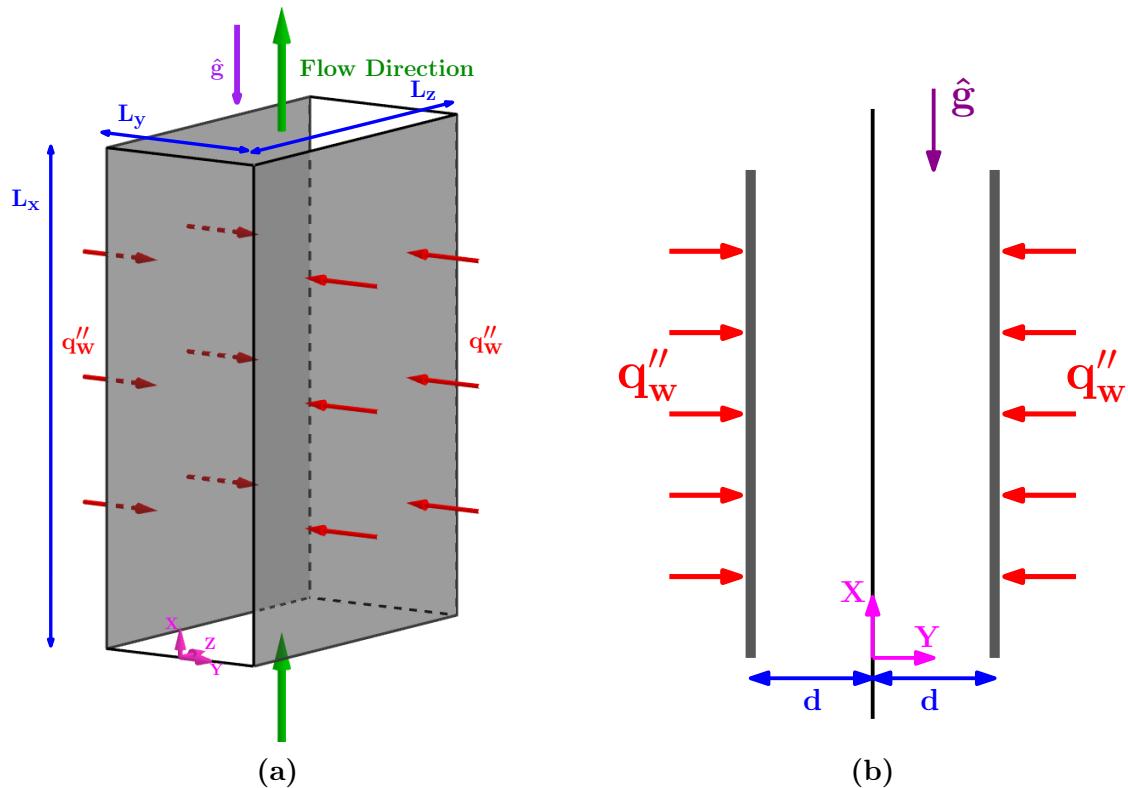


Figura 2.1: Esquema del sistema físico bajo análisis.

El flujo ocurre en la dirección de la corriente (*streamwise*) paralelo al eje X y su sentido es opuesto a la aceleración de la gravedad. Esta configuración se conoce como flujo ascendente o *aiding flow*. Las ecuaciones de gobierno corresponden a los principios de conservación de masa, momento y energía que se expresan en el cuadro 2.1.

$$\boxed{\begin{aligned} \nabla \cdot (\rho_o \mathbf{u}) &= 0 \\ \frac{\partial(\rho_o \mathbf{u})}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla (\rho_o \mathbf{u}) &= -\nabla p + \mu_o \nabla^2 \mathbf{u} + \rho(T) \mathbf{g} \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T &= \alpha \nabla^2 T \end{aligned}} \quad (2.1)$$

Un sistema físico cuyas dimensiones “son muy grandes” (o infinitas) constituye un sistema ideal. En él, es posible ubicar el origen de nuestro sistema de referencia lejos de los extremos a fin de evitar efectos de bordes. Allí, el flujo se encuentra completamente desarrollado y ha alcanzado un estado estadísticamente estacionario, es decir, sus valores estadísticos, como el promedio o la varianza, no varían en el tiempo. En este contexto, la condición de flujo de calor constante en las paredes se imponen como condiciones de Neumann:

$$\kappa \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=\mp d} = \pm q''_w. \quad (2.2)$$

Debido a una limitación computacional evidente, nuestro modelo no puede abarcar

dicha extensión. En ese sentido, el “dominio infinito” se reemplaza con un dominio acotado de dimensiones $L_x \times L_y \times L_z$ (Figura 2.1a) adoptando condiciones de borde periódicas (PBC) en la direcciones X y Z :

$$\xi(x = 0, y, z, t) = \xi(x = L_x, y, z, t) \quad (2.3)$$

$$\xi(x, y, z = 0, t) = \xi(x, y, z = L_z, t) \quad (2.4)$$

siendo ξ un campo escalar arbitrario. Esto se puede interpretar como si las PBC crearan “la ilusión” de un dominio infinito, mediante la repetición de este dominio finito en el espacio.

Por otra parte, como se ha mencionado, dado que un flujo turbulento no es estacionario, aparecen fluctuaciones del flujo de calor y de la temperatura sobre la superficie de la pared. En este contexto, algunos autores [Kasagi et al., 1992, Tao, 1960] asumen que dichas fluctuaciones son pequeñas a fin de considerar que la temperatura en la pared es localmente isotérmica y que además, el flujo de calor no varía en la dirección de la corriente. Eso equivale a suponer que la temperatura en la pared, promediada en el tiempo y en la dirección Z , crece linealmente con la coordenada x , y por lo tanto:

$$\langle T_w \rangle = \mathcal{A}x.$$

Debido al crecimiento lineal de $\langle T_w \rangle$, es requerido realizar el cambio de variable $T(x, y, z, t) = \langle T_w \rangle - \theta(x, y, z, t)$ para que sigan siendo válidas las condiciones de borde periódicas (ecuaciones 2.3 y 2.3). Dicha modificación introduce un término fuente en la ecuación de conservación de energía:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \theta = \alpha \nabla^2 \theta + \mathcal{A} u_x \quad (2.5)$$

Asimismo, se emplea la aproximación de Boussinesq que supone que los cambios de densidad en el fluido pueden despreciarse, excepto donde la densidad está multiplicada por \mathbf{g} [Kundu et al., 2016]. El término $\rho(T)\mathbf{g}$ de la ecuación de momento se reescribe según la expresión 2.6, donde $\rho_o \equiv \rho(T_R)$ y $\rho_w \equiv \rho(T = \langle T_w \rangle)$ [Incropera et al., 2006]. Luego, la ecuación de momento queda reescrita como se expresa en la ecuación 2.7 siendo $\hat{\mathbf{e}}_g = (-1, 0, 0)$, $\rho_{w/2} \equiv \rho(T = \langle T_w \rangle/2)$ y C es una constante que no depende de x .

$$\begin{aligned} \rho(T)\mathbf{g} &= \rho_o [1 - \beta(T - T_R)] \mathbf{g} \\ &= \rho_o [1 - \beta((\langle T_w \rangle - \theta) - T_R)] \mathbf{g} \\ &= \rho_o \beta \theta \mathbf{g} + \rho_w \mathbf{g} \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\frac{\rho_o \partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla (\rho_o \mathbf{u}) = -\nabla [p + \rho_{w/2} g x + C] + \mu_o \nabla^2 \mathbf{u} + g \rho_o \beta \theta \hat{\mathbf{e}}_g, \quad (2.7)$$

Mediante el balance de energía en el volumen de control $L_x \times L_y \times L_z$, es posible demostrar que $\mathcal{A} = \frac{q_w''}{\rho_o c_p U_b d}$ siendo d el semiancho del canal y U_b la velocidad *bulk* [Pope, 2001]. Luego, empleando la velocidad en el centro del canal U_o , el semiancho d , la temperatura $T_o = \mathcal{A}d$ y tomado $p^* = [p + \rho_{w/2} g x + C] / \rho_o (U_o)^2$, el sistema de ecuaciones dimensional 2.1 queda escrito en su forma adimensional como se muestra en el cuadro 2.8. Los números adimensionales asociados a estas ecuaciones, se expresan en las relaciones 2.9, de izquierda a derecha, se tiene: el número de Reynolds, el número de Prandtl, el parámetro que acompaña al término boyante y al número de Richardson basado en el flujo de calor.

Otro detalle importante es el hecho de que el fluido de trabajo es impulsado por un caudal másico constante. Esta cuestión se encuentra representada por el término fuente $f \hat{\mathbf{e}}_x$, en la ecuación de momento, donde f es una constante en el espacio y varía con el tiempo de manera que mantiene constante el caudal total.

$$\boxed{\begin{aligned} \nabla^* \cdot \mathbf{u}^* &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial t^*} + \mathbf{u}^* \cdot \nabla^* \mathbf{u}^* &= -\nabla p^* + \frac{1}{Re_o} \nabla^{*2} \mathbf{u}^* + \Pi \theta^* \hat{\mathbf{e}}_g + f \hat{\mathbf{e}}_x \\ \frac{\partial \theta^*}{\partial t^*} + \mathbf{u}^* \cdot \nabla^* \theta^* &= \frac{1}{Re_o Pr} \nabla^{*2} \theta^* + u_x^* \end{aligned}} \quad (2.8)$$

$$Re_o = \frac{\mu_o}{\rho_o U_o d} \quad ; \quad Pr = \frac{\mu_o}{\rho_o \alpha} \quad ; \quad \Pi = \frac{Ri_o}{Re_o Pr} \quad ; \quad Ri_o = \frac{g \beta q_w'' d^2}{k U_o^2} \quad (2.9)$$

Las condiciones de flujo de calor constante en las paredes se expresean, en su forma adimensional, en la ecuación 2.10. Sin embargo, estas condiciones pueden ser aproximadas como condiciones de Dirichlet ya que al suponer que la temperatura de las paredes es constante (fluctuaciones de temperatura despreciables) se obtiene:

$$T(x, y = -d, z, t) = T(x, y = +d, z, t) = \langle T_w \rangle$$

Este tipo de aproximación se conoce en la literatura como *Mixed Boundary Condition* [Straub et al., 2019] y su forma adimensional se expresa en la ecuación 2.11. Por último, para las componentes de la velocidad y del campo de presión, se adoptan condiciones de no deslizamiento y condiciones de Neumann homogéneas, respectivamente, en las paredes.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \theta^*}{\partial y^*} \Big|_{y^*=-1} &= +\frac{2}{3} Re_o Pr \\ \frac{\partial \theta^*}{\partial y^*} \Big|_{y^*=+1} &= -\frac{2}{3} Re_o Pr \end{aligned} \right. \quad (2.10)$$

$$\theta^*(x^*, y^* = 0, z^*, t^*) = \theta^*(x^*, y^* = 2, z^*, t^*) = 0 \quad (2.11)$$

2.2.1. Sumario de Ecuaciones

Ecuaciones de Gobierno:

$$\begin{aligned}\nabla^* \cdot \mathbf{u}^* &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial t^*} + \mathbf{u}^* \cdot \nabla^* \mathbf{u}^* &= -\nabla p^* + \frac{1}{Re_o} \nabla^{*2} \mathbf{u}^* + \frac{Ra_o}{Re_o Pr} \theta^* \hat{\mathbf{g}} + f \hat{\mathbf{e}_x} \\ \frac{\partial \theta^*}{\partial t^*} + \mathbf{u}^* \cdot \nabla^* \theta^* &= \frac{1}{Pr} \frac{1}{Re_o} \nabla^{*2} \theta^* + u_x^*\end{aligned}\quad (2.12)$$

Condiciones de borde: considerando $\xi = u_x^*, u_y^*, u_z^*, p^*, \theta^*$, entonces

$$\xi(x^* = 0, y^*, z^*, t^*) = \xi(x^* = L_x/d, y^*, z^*, t^*) \quad (2.13)$$

$$\xi(x^*, y^*, z^* = 0, t^*) = \xi(x^*, y^*, z^* = L_z/d, t^*) \quad (2.14)$$

$$\theta^*(x^*, y^* = -1, z^*, t^*) = \theta^*(x^*, y^* = +1, z^*, t^*) = 0 \quad (2.15)$$

$$\mathbf{u}^*(x^*, y^* = -1, z^*, t^*) = \mathbf{u}^*(x^*, y^* = +1, z^*, t^*) = 0 \quad (2.16)$$

$$\partial_y p^*(x^*, y^* = -1, z^*, t^*) = \partial_y p^*(x^*, y^* = +1, z^*, t^*) = 0 \quad (2.17)$$

A lo largo de este trabajo, particularmente para el análisis de estabilidad lineal, se utiliza también la forma adimensional de las ecuaciones del trabajo de Chen [Chen and Chung, 1996] que se obtienen empleando el semiancho del canal d , la velocidad *bulk* U_b y la temperatura $T_c = RePrAd$. Dichas ecuaciones se expresan en 2.18. Las condiciones de borde son exactamente análogas a su forma adimensional de más arriba. Adicionalmente, aparece otro número adimensional conocido: el número de Rayleigh (Ra) basado en el flujo de calor y definido en la ecuación 2.19.

$$\begin{aligned}\nabla^* \cdot \mathbf{v}^* &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{v}^*}{\partial t^*} + \mathbf{v}^* \cdot \nabla^* \mathbf{v}^* &= -\nabla p^* + \frac{1}{Re_b} \nabla^{*2} \mathbf{u}^* + \frac{Ra}{Re_b} \varphi^* \hat{\mathbf{g}} + f \hat{\mathbf{x}} \\ \frac{\partial \varphi^*}{\partial t^*} + \mathbf{v}^* \cdot \nabla^* \varphi^* &= \frac{1}{Pr} \frac{1}{Re_b} [\nabla^{*2} \varphi^* - v_x^*]\end{aligned}\quad (2.18)$$

$$\varphi^* = -\frac{\theta^*}{Re_o Pr} \quad ; \quad \mathbf{v}^* = \frac{2}{3} \mathbf{u}^* \quad ; \quad Re_b = \frac{2}{3} Re_o$$

$$Ra = \frac{g \beta q_w'' d^3}{c_p \alpha \mu_o U_b} \quad (2.19)$$

2.3. Magnitudes estadísticas de flujos turbulentos

En flujos turbulentos, los campos como la velocidad son variables aleatorias [Pope, 2001]. Supóngase que ξ es un campo arbitrario asociado al sistema. Para una posición e instante determinados en un experimento (o simulación) repetible bajo las mismas condiciones, y sin dependencia entre repeticiones, el conjunto $\{\xi^{(1)}, \xi^{(2)}, \dots\}$ puede considerarse de variables i.i.d. (independientes e idénticamente distribuidas). Entonces, el promedio en ensemble sobre N repeticiones se define como

$$\langle \xi \rangle_N = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \xi^{(n)}$$

siendo N muy grande. Si el sistema es estadísticamente estacionario, sus propiedades estadísticas no cambian con el tiempo; si es estadísticamente homogéneo, no varían con la posición; y si es ergódico [Moser, 2003], el promedio en ensemble puede reemplazarse por el promedio en el tiempo y/o en el espacio (direcciones homogéneas).

En problemas de turbulencia, los promedios y las fluctuaciones de las variables de interés son importantes, por lo que la descomposición de Reynolds [Pope, 2001, Kundu et al., 2016] de la variable instantánea arbitraria ξ puede representarse como un valor promedio $\langle \xi \rangle$ y una fluctuación ξ' :

$$\xi = \langle \xi \rangle + \xi'$$

donde $\langle \cdot \rangle$ denota el promedio estadístico y \cdot' denota la parte fluctuante.

Supongase entonces, que η es otra magnitud instantánea del flujo. El promedio de la multiplicación de las fluctuaciones de ξ y η son cantidades de interés para la construcción de modelos de turbulencia [Pope, 2001]. Dichas cantidades nos indican que tan correlacionadas están ξ y η entre sí. Estas se obtienen a partir del promedio de las magnitudes totales, ecuación 2.20, donde se usa el hecho de que el promedio de una fluctuación es nulo y el promedio de otro promedio sigue siendo él mismo [Pope, 2001]. De esta manera, el promedio del producto de fluctuaciones $\langle \xi' \eta' \rangle$ queda expresado en la ecuación 2.21.

$$\begin{aligned} \langle \xi \eta \rangle &= \langle (\langle \xi \rangle + \xi')(\langle \eta \rangle + \eta') \rangle \\ &= \langle \xi \rangle \langle \eta \rangle + \langle \xi' \eta' \rangle \end{aligned} \tag{2.20}$$

$$\langle \xi' \eta' \rangle = \langle \xi \eta \rangle - \langle \xi \rangle \langle \eta \rangle \tag{2.21}$$

Algunas cantidades importante que aparecen en las ecuaciones promediadas de conservación (ecuaciones RANS [Kundu et al., 2016]) son:

- $\langle u'_i u'_j \rangle$: componentes del tensor de Reynolds con $i, j = x, y, z$;
- $\langle \theta' u'_i \rangle$: flujos turbulentos de calor en la dirección i , con $i = x, y, z$;
- $\langle \theta' \theta' \rangle$: varianza de la temperatura;
- otra magnitud utilizada ampliamente a lo largo de este trabajo es la energía cinética turbulenta k (o TKE) definida como proporcional a la traza del tensor de Reynolds, esto es,

$$k = \frac{1}{2} [\langle u'_x u'_x \rangle + \langle u'_y u'_y \rangle + \langle u'_z u'_z \rangle]. \quad (2.22)$$

2.4. Teoría de Estabilidad Lineal. Perturbaciones

La evolución de un flujo laminar a uno turbulento (transición laminar-turbulenta) es crucial en ingeniería ya que las características del mismo varían notablemente entre estos regímenes. Por ejemplo, los coeficientes de fricción y de convección aumentan considerablemente al pasar de un régimen laminar a uno turbulento [Machaca Abregu, 2024]. Las ecuaciones de Navier-Stokes admiten ambas soluciones bajo ciertos requisitos, lo que implica que el tipo de flujo y su evolución dependen de las perturbaciones y las condiciones impuestas sobre el sistema.

Para analizar la estabilidad lineal y prever de forma matemática cómo cambiará el flujo una vez perturbado, resulta indispensable conocer el flujo base sobre el que se añaden las perturbaciones para desencadenar las inestabilidades que dan paso a la transición. En este trabajo se adopta como flujo base al flujo laminar completamente desarrollado.

2.4.1. Flujo Base

Si el flujo está completamente desarrollado, tanto térmica como hidrodinámicamente, entonces el mismo sólo dependerá de la variable y^* . El sistema de ecuaciones 2.18 puede reducirse a la ecuación de momento en la dirección X y a la ecuación de energía [Chen and Chung, 1996], las cuales quedan expresadas de la forma

$$\frac{dp^*}{dx^*} = \frac{\text{Ra}}{\text{Re}_b} \Phi^* + \frac{1}{\text{Re}} \frac{d^2 V_x^*}{dy^{*2}}, \quad (2.23)$$

$$\frac{d^2 \Phi^*}{dy^{*2}} = V_x^*. \quad (2.24)$$

El perfil de velocidad y de temperatura admiten las condiciones de borde $V_x^*(y^* = \pm 1) = \Phi^*(y^* = \pm 1) = 0$. Las soluciones para un flujo asistido por fuerzas boyantes ($\text{Ra} > 0$) están dadas por las expresiones 2.25 y 2.26, mientras que para un flujo donde las fuerzas boyantes son opuestas ($\text{Ra} < 0$), las soluciones quedan definidas por las ecuaciones 2.27 y 2.28 [Chen and Chung, 1996]. Obsérvese que el único parámetro relevante aquí es el número de Rayleigh.

$$V_x^* = \frac{-E}{\sqrt{\text{Ra}}} \frac{\sinh(\kappa(1+y^*)) \sin(\kappa(1-y^*)) + \sinh(\kappa(1-y^*)) \sin(\kappa(1+y^*))}{\cosh(2\kappa) + \cos(2\kappa)} \quad (2.25)$$

$$\Phi^* = \frac{E}{\text{Ra}} \left[1 - \frac{\cosh(\kappa(1+y^*)) \cos(\kappa(1-y^*)) + \cosh(\kappa(1-y^*)) \cos(\kappa(1+y^*))}{\cosh(2\kappa) + \cos(2\kappa)} \right] \quad (2.26)$$

$$V_x = \frac{F}{2m^2} \left(\frac{\cosh(my^*)}{\cosh(m)} - \frac{\cos(my^*)}{\cos(m)} \right) \quad (2.27)$$

$$\Phi^* = \frac{F}{2m^4} \left(\frac{\cosh(my^*)}{\cos(m)} + \frac{\cos(my^*)}{\cos(m)} - 2 \right) \quad (2.28)$$

$$\kappa = \frac{\text{Ra}^{-1/4}}{\sqrt{2}} \quad ; \quad m = (-\text{Ra})^{1/4} \quad ; \quad F = \frac{2m^3}{\tanh(m) - \tan(m)} \quad ;$$

$$E = -2\kappa \text{Ra}^{1/2} \frac{\cosh(2\kappa) + \cos(2\kappa)}{\sinh(2\kappa) - \sin(2\kappa)}$$

2.4.2. Análisis de Estabilidad Lineal

El análisis de estabilidad lineal permite evaluar cómo se comporta un flujo ante perturbaciones, identificando los mecanismos que pueden inducir transiciones o estados de intermitencia. En el caso de flujos de fluidos, condiciones como un número de Reynolds inferior a un valor crítico garantizan la estabilidad de un flujo laminar suave [Drazin and Reid, 2004]. Sin embargo, en ocasiones, las perturbaciones crecen hasta alcanzar amplitudes finitas y establecer nuevos equilibrios estacionarios, que pueden volverse inestables a su vez y evolucionar hacia un régimen turbulento. Dos motivaciones principales para estudiar la estabilidad de los fluidos son: comprender el proceso de transición de un flujo laminar a uno turbulento, y predecir el inicio de dicha transición.

El enfoque parte de las ecuaciones de gobierno 2.18 donde se han omitido los superíndices “*”. La idea consiste en suponer que los campos solución (\mathbf{v} , p , φ) pueden descomponerse como un flujo base más una perturbación:

$$\mathbf{v} = \mathbf{V} + \tilde{\mathbf{v}} \quad (2.29)$$

$$p = P + \tilde{p} \quad (2.30)$$

$$\varphi = \Phi + \tilde{\varphi} \quad (2.31)$$

donde las letras mayúsculas hacen referencia al flujo base laminar y aquellas letras con $(\tilde{})$ a las perturbaciones.

Despreciando términos de segundo orden, esto es, productos de perturbaciones, y asumiendo que los flujos bases son los flujos laminares desarrollados $\mathbf{V} = (V_x(y), 0, 0)$ y $\Phi \equiv \Phi(y)$ es posible expresar las ecuaciones que describen la dinámica de $\tilde{\mathbf{v}}$, \tilde{p} y $\tilde{\varphi}$ de la siguiente forma:

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{v}} = 0 \quad (2.32)$$

$$\partial_t \tilde{\mathbf{v}} + V_x \partial_x \tilde{\mathbf{v}} + \tilde{v}_y \partial_y V_x \hat{\mathbf{e}}_x = -\nabla \tilde{p} + \frac{1}{\text{Re}_b} \nabla^2 \tilde{\mathbf{v}} + \frac{\text{Ra}}{\text{Re}_b} \tilde{\varphi} \hat{\mathbf{e}}_x \quad (2.33)$$

$$\partial_t \tilde{\varphi} + V_x \partial_x \tilde{\varphi} + \tilde{v}_y \partial_y \Phi = \frac{1}{\text{Re}_b \text{Pr}} [\nabla^2 \tilde{\varphi} - \tilde{v}_x] \quad (2.34)$$

Luego, aplicando el operador divergencia a la ecuación 2.33 es posible encontrar una expresión para el laplaciano de la presión:

$$-\nabla \tilde{p} = 2 \partial_x \tilde{v}_y \partial_y V_x - \frac{\text{Ra}}{\text{Re}_b} \partial_x \tilde{\varphi} \quad (2.35)$$

Aplicando el operador laplaciano a la componente Y de la ecuación 2.33 es posible eliminar el término que involucra la presión, resultando en la siguiente expresión:

$$\left\{ [\partial_t + V_x \partial_x] \nabla^2 - D^2(V_x) \partial_x - \frac{1}{\text{Re}_b} \nabla^4 \right\} \tilde{v}_y = -\frac{\text{Ra}}{\text{Re}_b} \partial_{xy} \tilde{\varphi} \quad (2.36)$$

donde $D^j \equiv \partial_y^j$.

Para la descripción completa de las perturbaciones se utiliza la componente Y de la voracidad $\tilde{\eta} \equiv \partial_z \tilde{v}_x - \partial_x \tilde{v}_z$ cuya dinámica está dada por la ecuación 2.37.

$$\left[\partial_t + V_x \partial_x - \frac{1}{\text{Re}_b} \nabla^2 \right] \tilde{\eta} + D(V_x) \partial_z \tilde{v}_y = \frac{\text{Ra}}{\text{Re}_b} \partial_z \tilde{\varphi} \quad (2.37)$$

Así, las ecuaciones 2.34, 2.36 y 2.37 constituyen un sistema de EDP de 3 ecuaciones con 3 campos incógnitas. A partir de los campos escalares $\tilde{\eta}$ y \tilde{v}_y , utilizando la ecuación 2.32 y la definición de $\tilde{\eta}$ es posible hallar los campos \tilde{v}_x y \tilde{v}_z . Asimismo, empleando la ecuación 2.35 y los campos \tilde{v}_y y $\tilde{\varphi}$ es posible hallar el campo de presión \tilde{p} .

Las soluciones a dicho problema se proponen como ondas planas tridimensionales. Si $\tilde{\xi}$ es una perturbación cualquiera, entonces, se escribe de la siguiente forma arbitraria:

$$\tilde{\xi} = \hat{\xi}(y) e^{i[\alpha x + \beta z - \omega t]} \quad (2.38)$$

donde $c \equiv c_r + i c_i$ es la velocidad de fase y $\omega \equiv \omega c$ es la frecuencia angular. Además:

$$\alpha, \beta, c_r, c_i \in \mathbb{R}$$

En este sentido, dado que se busca y se estudia la transición temporal, se distinguen dos casos [Szuban, 2023]:

- ◆ Si $\alpha c_i > 0$ entonces las perturbaciones crecen en el tiempo. El flujo se vuelve inestable.
- ◆ Si $\alpha c_i < 0$ entonces las perturbaciones decaen exponencialmente en el tiempo y la perturbación se atenúa. El flujo se vuelve estable.

Al reemplazar las soluciones tipo 2.38 en el sistema de ecuaciones se obtiene un problema de autovalores generalizado de la siguiente forma:

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{v}_y \\ \hat{\varphi} \\ \hat{\eta} \end{bmatrix} = i\omega \begin{bmatrix} b_1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{v}_y \\ \hat{\varphi} \\ \hat{\eta} \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

$$\begin{aligned} a_{11} &= \frac{1}{\text{Re}_b} [D^2 - k^2]^2 - i\alpha (V_x [D^2 - k^2] + D^2(V_x)) ; \quad a_{12} = - \left[i\alpha \frac{\text{Ra}}{\text{Re}_b} D \right] \\ a_{21} &= \frac{i\alpha}{\text{Re}_b \text{Pr} k^2} D + D(\Phi) ; \quad a_{22} = \frac{-1}{\text{Re}_b \text{Pr}} [D^2 - k^2] + i\alpha V_x ; \quad a_{23} = \frac{\beta}{\text{Re}_b \text{Pr} k^2} \\ a_{31} &= \beta D(V_x) ; \quad a_{32} = -\beta \frac{\text{Ra}}{\text{Re}_b} ; \quad a_{33} = -\frac{1}{\text{Re}_b} [D^2 - k^2] + i\alpha V_x \\ b_1 &= -[D^2 - k^2] ; \quad k^2 = \alpha^2 + \beta^2 \end{aligned}$$

donde $\hat{\eta} = \beta \hat{v}_x - \alpha \hat{v}_z$. A partir de las condiciones de borde 2.13 - 2.17, las autofunciones $\hat{v}_y(y)$, $\hat{\varphi}(y)$, $\hat{\eta}(y)$ deben satisfacer las condiciones:

$$\hat{v}_y(y) = D(\hat{v}_y) = \hat{\varphi}(y) = \hat{\eta}(y) = 0 \quad \text{en} \quad y = \pm 1 \quad (2.40)$$

La resolución de este problema de autovalores generalizado se realiza empleando una estrategia numérica la cuál se detalla en el Capítulo 3.

2.4.3. Mecanismos de Inestabilidad. Ondas TS e Inestabilidad Secundaria

En el caso de un flujo Poiseuille entre placas paralelas, se tiene, según la teoría de estabilidad lineal, que el flujo es estable para números de Reynolds menores que $\text{Re}_{\text{crit}} = 5772$ [Orszag, 1971]. Sin embargo, los experimentos reales muestran que el flujo puede inestabilizarse para $\text{Re} < \text{Re}_{\text{crit}}$, como es el caso del experimento realizado por [Kao and Park, 1970], quienes encontraron un número de Reynolds crítico igual a 975.

En vista de que en los experimentos reales el flujo se inestabiliza a $\text{Re} < 5772$, muchos investigadores abarcaron el problema de forma numérica. Por ejemplo, Orszag y Kells [Orszag and Kells, 1980] lograron inestabilizar el flujo para $\text{Re} \approx 1000$ mediante la introducción de perturbaciones tridimensionales de pequeña amplitud. Estas perturbaciones tridimensionales dan lugar a lo que se conoce como inestabilidad secundaria.

La teoría de inestabilidad secundaria se ocupa del análisis de estabilidad de estados estacionarios o quasi-estacionarios que resultan de la inestabilidad primaria. Esta última aborda la primera etapa del proceso de transición: el crecimiento de las ondas bidimensionales (2D) de Tollmien–Schlichting (TS) [Tollmien, 1935, Schlichting, 1933] que se propagan en la dirección de la corriente. Cuando la amplitud de la onda TS excede cierto umbral, las perturbaciones tridimensionales (3D) comienzan a amplificarse [Schmid and Hnningson, 2002].

En este sentido, la condición inicial que se adopta tiene la forma de la ecuación 2.41 donde

$$\mathbf{V} = (V_x(y), 0, 0).$$

$$\begin{aligned}\mathbf{v}(x, y, z, t = 0) &= \mathbf{V} + \tilde{\mathbf{v}} \\ \phi(x, y, z, t = 0) &= \Phi + \tilde{\varphi}\end{aligned}\tag{2.41}$$

La condición inicial considerada para el crecimiento de la perturbación en el tiempo se construye como la suma del flujo base y la perturbación bidimensional compuesta por una ondas 2D tipo $\hat{\xi}(y) e^{i\alpha_{2D}x}$ (inestabilidad primaria). Luego se produce una saturación no lineal de la onda 2D mediante la adición de un par de ondas tridimensionales oblicuas tipo $\hat{\xi}(y) e^{i\alpha_{3D}x \pm \beta z}$ (inestabilidad secundaria). Así, la forma funcional de las perturbaciones $\tilde{\mathbf{v}}$ y $\tilde{\varphi}$ se expresan en las ecuaciones 2.42 y 2.43, respectivamente. Allí, A_{2D} corresponden a la amplitud de la perturbación bidimensional, A_{3D} corresponde a la amplitud total del par de ondas tridimensionales. Las autofunciones $\widehat{\mathbf{v}_{2D}}(y)$, $\widehat{\mathbf{v}_{3D}}(y)$, $\widehat{\varphi_{2D}}(y)$ y $\widehat{\varphi_{3D}}(y)$ son calculadas con la herramienta *OSMC* descrita en el Capítulo 3. Los superíndices + y - representan las autofunciones calculadas para $+\beta$ y $-\beta$, respectivamente ($\beta > 0$).

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbf{v}}(x, y, z, t = 0) &= A_{2D} \mathbb{R} [\widehat{\mathbf{v}_{2D}}(y) e^{i\alpha_{2D}x}] + \frac{1}{2} A_{3D} \mathbb{R} [\widehat{\mathbf{v}_{3D}^+}(y) e^{i(\alpha x + \beta z)}] \\ &\quad + \frac{1}{2} A_{3D} \mathbb{R} [\widehat{\mathbf{v}_{3D}^-}(y) e^{i(\alpha x - \beta z)}]\end{aligned}\tag{2.42}$$

$$\begin{aligned}\tilde{\varphi}(x, y, z, t = 0) &= A_{2D} \mathbb{R} [\widehat{\varphi_{2D}}(y) e^{i\alpha_{2D}x}] + \frac{1}{2} A_{3D} \mathbb{R} [\widehat{\varphi_{3D}^+}(y) e^{i(\alpha x + \beta z)}] \\ &\quad + \frac{1}{2} A_{3D} \mathbb{R} [\widehat{\varphi_{3D}^-}(y) e^{i(\alpha x - \beta z)}]\end{aligned}\tag{2.43}$$

Capítulo 3

Herramientas Numéricas

En este capítulo se da una breve descripción de las herramientas numéricas utilizadas: Xcompact3D y OSMC. Xcompact3D resuelve las ecuaciones de Navier-Stokes junto a la ecuación de transporte de un escalar pasivo, brindando la capacidad de resolver problemas complejos en canales rectangulares usando una grilla cartesiana simple.

Por su parte, OSMC se emplea para resolver el problema de autovalores y autofunciones detallado en la sección 2.4.2. El mismo utiliza el método espectral de Colocación de la Matriz de Chebyshev transformando el problema original a un problema autovalores y autovectores.

3.1. Xcompact3D (XC3D)

Comprender, predecir y controlar los flujos turbulentos es crucial y, a la vez, un factor limitante en la industria, no en vano sigue siendo uno de los desafíos más complejos en investigación. Además, el diseño de numerosos sistemas de ingeniería e industriales, así como la evaluación de su impacto ambiental, depende de cuantificar con precisión el comportamiento turbulento de los flujos.

Si bien las ecuaciones de Navier-Stokes constituyen el modelo matemático de referencia para describir la dinámica de un flujo turbulento, su resolución es especialmente exigente debido al carácter caótico y multiescala de la turbulencia [Pope, 2001]. Las escalas relevantes abarcan varios órdenes de magnitud y demandan elevados recursos de cómputo y memoria. El notable incremento en las últimas dos décadas en la capacidad computacional ha impulsado el uso de simulaciones de alta fidelidad; en particular, las simulaciones DNS (en las que se resuelve la gran mayoría de las escalas turbulentas) se han consolidado como una herramienta clave para la predicción de flujos, y la Dinámica de Fluidos Computacional (CFD) se ha convertido en un complemento esencial de la teoría y el experimento.

En este trabajo se estudian el flujo de fluido, y la transferencia de calor en régimen turbulento con convección mixta, así como la transición laminar-turbulenta temporal, mediante simulaciones numéricas directas. Esto exige resolver las ecuaciones de Navier-Stokes y de transporte de un escalar, acopladas entre sí, con alta precisión numérica y eficiencia computacional.

Para este fin se emplea Xcompact3D¹, una herramienta numérica implementada en Fortran 90/95 orientada a arquitecturas basadas en CPU y a la Computación de Alto Desempeño (HPC). XC3D evoluciona a partir del *flow solver* Incompact3D, desarrollado originalmente en Francia a mediados de los años noventa, y posteriormente portado a sistemas HPC a comienzos de la década de 2010.

Algunas características distintivas de XC3D son:

- Implementa diversos flujos canónicos, entre ellos el flujo en dominios tipo caja con geometría cartesiana, adecuados para los objetivos de este trabajo.
- Es una herramienta de código abierto, con documentación en [Readthedocs](#) y código disponible en [Github](#).
- Presenta alta eficiencia y escalabilidad, con dependencia mínima de bibliotecas externas (solo requiere una biblioteca basada en MPI: *2D Decomp & FFT*).
- Utiliza grilla o malla uniforme en dos direcciones (X y Z) y uniforme o refinada en la dirección Y (coordenada pensada para paredes).
- Ofrece una compilación ágil y sencilla mediante un único *Makefile*; los parámetros numéricos de la simulación (tamaño del dominio, número de nodos de la grilla, etc.) pueden ajustarse sin recomilar.

¹Abreviado en este trabajo como XC3D

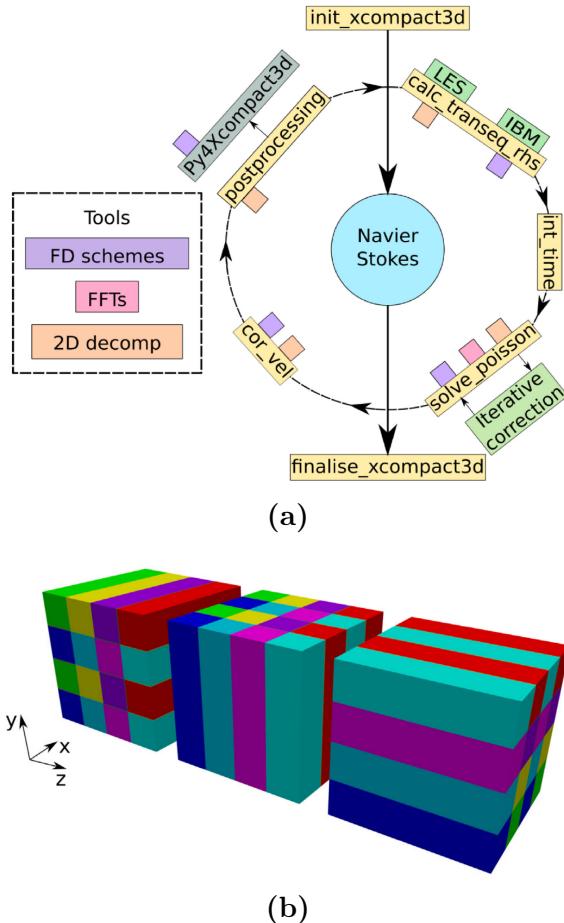


Figura 3.1: (a) Diagrama de la arquitectura de software de Xcompact3D. (b) Descomposición en lápices 2D utilizando 4×4 procesadores, representando los mismos en direcciones X, Y y Z respectivamente. Imágenes tomadas de [Bartholomew et al., 2020].

3.1.1. Ecuaciones de gobierno

El objetivo de las próximas subsecciones es ofrecer al lector una visión general de la lógica algorítmica de la herramienta numérica; se trata de una aproximación conceptual, no de una derivación rigurosa. Xcompact3D resuelve numéricamente las ecuaciones de Navier-Stokes para flujo incompresible junto con la ecuación de transporte de temperatura, acopladas entre sí mediante el término de fuerza boyante en la ecuación de momento. Las ecuaciones se expresan en forma adimensional, en consonancia con lo expuesto en el Capítulo 2, si bien no son idénticas. Para simplificar la notación, se omiten los superíndices “*”.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla p - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \underbrace{\frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} + Ri \theta \mathbf{e}_g + \mathbf{f}}_{\mathbf{RHS}_1} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \underbrace{-\mathbf{u} \cdot \nabla \theta + \frac{1}{\text{RePr}} \nabla^2 \theta}_{\mathbf{RHS}_2} + u_x \quad (3.3)$$

En las ecuaciones precedentes, $p(\mathbf{x}, t)$ es el campo de presiones, $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ el campo de velocidades, $\theta(\mathbf{x}, t)$ es el campo de temperatura, $\mathbf{x} = (x, y, z)$ es el vector de coordenadas, t el tiempo, y Re, Pr y Ri son los números adimensionales de Reynolds, Prandtl y Richardson respectivamente. La fuerza volumétrica $\mathbf{f}(\mathbf{x}, t)$ es usado cuando se sumerge un cuerpo sólido dentro del dominio computacional (*Immersed Boundary Method* [Peskin, 2002]) o para otros usos según sea requerido.

3.1.2. Avance temporal

El campo de flujo y el campo escalar se inicializan ya sea con una condición inicial (`init_xcompact3d` en la Figura 3.1a) o cargando un archivo *restart*. Las ecuaciones de Navier-Stokes se avanzan en el tiempo mediante un método de paso fraccionado (o proyección) implementado en cuatro etapas lógicas: (i) evaluación del lado derecho y *predictor*, (ii) resolución de la ecuación de Poisson para la presión e imposición de incompresibilidad, (iii) corrección de la velocidad y la temperatura, y (iv) postprocesamiento. Los nombres de los módulos a los que se hace referencia corresponden a la Figura 3.1a: `calc_transeq_rhs`, `int_time`, `solve_poisson`, `cor_vel` y `postprocessing`.

1. `calc_transeq_rhs` → `int_time`: predictor $\mathbf{u}^{\dagger\dagger}$

Primero, se evalúan numéricamente los términos del lado derecho (\mathbf{RHS}_1) de la ecuación de momento y se integran en el tiempo (una vez discretizados en el espacio) empleando, por ejemplo, esquemas de Runge-Kutta o Adams-Bashforth para obtener la velocidad intermedia \mathbf{u}^\dagger :

$$\frac{\mathbf{u}^\dagger - \mathbf{u}^k}{\Delta t} = \mathbf{RHS}_1^k - c_k \nabla \tilde{p}^k, \quad (3.4)$$

donde c_k es un coeficiente conocido y k el índice para los subpasos de tiempo $k = 1, \dots, n_k$; con $t_1 = t_n$ y $t_{n_k} = t_{n+1}$ ($\Delta t = t_{n+1} - t_n$). Por conveniencia algebraica y para limpiar el lado derecho de la ecuación de Poisson de los pasos posteriores, puede definirse un campo intermedio $\mathbf{u}^{\dagger\dagger}$ que “remueve” la presión promedio usada en el predictor:

$$\frac{\mathbf{u}^{\dagger\dagger} - \mathbf{u}^\dagger}{\Delta t} = c_k \nabla \tilde{p}^k \quad (3.5)$$

Con esta reordenación, $\mathbf{u}^{\dagger\dagger}$ sólo contiene los aportes no asociados a la presión previa.

2. `solve_poisson`: presión de proyección \tilde{p}^{k+1}

Se impone incompresibilidad al final del paso:

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^{k+1} = 0. \quad (3.6)$$

Tomando la divergencia de la corrección (véase el paso 3) y utilizando 3.6, se obtiene la ecuación de Poisson para la presión de proyección:

$$\nabla^2 \tilde{p}^{k+1} = \frac{1}{c_k \Delta t} \nabla \cdot \mathbf{u}^{\dagger\dagger}, \quad (3.7)$$

donde $\tilde{p}^{k+1} = \frac{1}{c_k \Delta t} \int_{t_k}^{t_{k+1}} p dt$. Para la presión se aplican típicamente condiciones de borde de Neumann homogéneas, compatibles con la proyección; las condiciones de velocidad (por ejemplo, no deslizamiento) se aplican al predictor.

3. cor_vel: corrección solenoidal \mathbf{u}^{k+1}

Finalmente, se corrige la velocidad intermedia con el gradiente de la presión nueva para obtener el campo solenoidal al final del paso de tiempo:

$$\frac{\mathbf{u}^{k+1} - \mathbf{u}^{\dagger\dagger}}{\Delta t} = -c_k \nabla \tilde{p}^{k+1}. \quad (3.8)$$

El término de la fuerza boyante no modifica la forma de la ecuación Poisson, sólo influye a través del predictor $\mathbf{u}^{\dagger\dagger}$ que genera. Adicionalmente, en el paso de tiempo actual k , se evalúa el lado derecho de la ecuación de transporte del escalar (\mathbf{RHS}_2) empleando la velocidad del paso $k + 1$, esto es:

$$\begin{aligned} \mathbf{RHS}_2^k &= -\mathbf{u}^{k+1} \cdot \nabla \theta^k + \frac{1}{\text{RePr}} \nabla^2 \theta^k + u_x^{k+1}, \\ \frac{\theta^{k+1} - \theta^k}{\Delta t} &= \mathbf{RHS}_2^k. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Para la integración temporal de \mathbf{RHS}_2 se emplea el mismo esquema utilizado en \mathbf{RHS}_1 .

4. postprocessing

Al final de cada paso de tiempo, el usuario puede decidir qué magnitudes almacenar.

En particular, en este trabajo, para la integración temporal de los términos $\mathbf{RHS}_{1,2}$ se emplea el esquema Adams-Bashforth de orden 3.

3.1.3. Esquemas de diferencias finitas de alto orden

Las ventajas de los esquemas de alto orden para DNS/LES frente a los esquemas convencionales de bajo orden están plenamente reconocidas actualmente, especialmente por su capacidad de capturar con precisión un rango más amplio de escalas turbulentas para una resolución espacial dada. Los métodos espectrales estándar basados en representaciones de Fourier o de Chebyshev proporcionan soluciones muy precisas y eficientes de las ecuaciones de Navier-Stokes, aunque con severas restricciones en su aplicabilidad. Por su parte, los esquemas compactos de diferencias finitas de alto orden se aproximan a la precisión de los métodos espectrales y permiten mayor flexibilidad en la selección de condiciones de contorno (en XC3D es posible usar condiciones periódicas, de Dirichlet y de Neumann). Aunque los esquemas compactos son implícitos en el espacio, resultan muy competitivos en términos de eficiencia

computacional. En particular, nuestras simulaciones emplean esquemas compactos de sexto orden para la discretización de los términos convectivo y difusivo.

3.1.4. *Solver* espectral de Poisson

Como se menciona en la Sección 3.1.2, Xcompact3D avanza las ecuaciones de gabinete mediante el método de paso fraccionario, formando una ecuación de Poisson para la presión al tomar la divergencia de la ecuación de momento. Una de las principales originalidades de Xcompact3D es que la ecuación de Poisson se resuelve en el espacio espectral usando el concepto de números de onda modificados [Lele, 1992], para los cuales las operaciones en el espacio físico son estrictamente equivalentes a las del espacio espectral. Esta estrategia directa, que evita el uso de costosas técnicas iterativas, no es nueva para condiciones de contorno periódicas y/o de deslizamiento libre del campo de velocidades [Schumann and Sweet, 1976]; sin embargo, no se había utilizado previamente para condiciones de Dirichlet combinadas con esquemas de diferencias finitas de alto orden [Laizet and Lamballais, 2009].

3.1.5. Biblioteca *2D Decomp & FFT*

Los esquemas de diferencias finitas y el *solver* espectral de Poisson empleados por Xcompact3D se descomponen de forma natural en una serie de subproblemas unidimensionales. Por ello, resulta natural paralelizar el dominio computacional mediante una descomposición en “lápices”, como se ilustra en la Figura 3.1b. Cada descomposición (en los ejes X, Y y Z, respectivamente) permite el cálculo independiente de derivadas, interpolaciones, etc. Las transposiciones globales para pasar de un lápiz a otro se realizan con comandos MPI. Más detalles sobre la estrategia de cómputo paralelo implementada en Xcompact3D pueden encontrarse en [Laizet and Li, 2011].

3.2. Orr-Sommerfeld *Mixed Convection* (OSMC)

En el Capítulo 2, empleando teoría de estabilidad lineal, considerando flujos laminares, y suponiendo las perturbaciones como ondas planas 3D (expresiones tipo 2.38) se arribó al sistema de EDOs, dado por la expresión 2.39, con las condiciones iniciales de la relación 2.40. Como se menciona, esto constituye un problema de autovalores y autofunciones generalizado. En este contexto, la herramienta numérica empleada para resolver este tipo de problemas es OSMC (por sus siglas, Orr-Sommerfeld *Mixed Convection*), desarrollada por Pablo Szuban como parte de su Proyecto Integrador de Ingeniería en el Instituto Balseiro [Szuban, 2023]. La herramienta numérica se implementó en lenguaje *Python* utilizando las librerías *NumPy* y *SciPy*. La misma se encuentra disponible en GitLab [LINK GITLAB].

A continuación se dan los lineamientos detrás de la estrategia numérica utilizada. OSMC emplea el método numérico espectral conocido como “Método de Colocación de la Matriz de Chebyshev” [Moin, 2010]. Esta estrategia busca transformar el problema de autovalores y autofunciones a uno de autovalores y autovectores. Los vectores solución son las amplitudes

\hat{v}_y , $\hat{\varphi}$ y $\hat{\eta}$ correspondientes a la frecuencia angular ω (autovalor asociado). Dado el sistema 2.39 y sus condiciones iniciales asociadas, se discretiza la variable y en el intervalo $[-1, 1]$ en $N + 1$ puntos de Chebyshev dados por la relación 3.10. Lo siguiente es evaluar a las funciones involucradas en dichos puntos, por ejemplo, para una función arbitraria ξ se tiene los puntos $\xi_j = \xi(y_j)$; luego, se construye un polinomio interpolante de Lagrange \mathcal{L} para ξ , de grado $\leq N$, tal que $\mathcal{L}(y_j) = \xi_j$.

$$y_j = \cos\left(\frac{j\pi}{N}\right), \quad j = 0, 1, \dots, N \quad (3.10)$$

De esta manera, los valores de la derivada de ξ en los puntos y_j son equivalentes a aquellos valores de la derivada del polinomio interpolante en los mismos puntos. Si ξ se transforma a un vector² $\vec{\xi}$, entonces, se puede demostrar [Moin, 2010], que la derivada de la función evaluada en los puntos de Chebyshev es $\vec{\xi}' = \mathbb{D}\vec{\xi}$ donde \mathbb{D} es la Matriz de Colocación de Chebyshev de tamaño $(N + 1) \times (N + 1)$ [Trefethen, 2000].

Si se tiene en cuenta que se necesita resolver un problema con condiciones de borde nulas (relaciones 2.40), es posible mostrar [Szuban, 2023], que las primeras y últimas filas y columnas de la matriz \mathbb{D} se pueden eliminar de modo que resulta una matriz de $(N - 1) \times (N - 1)$. Siguiendo este concepto, es posible obtener los operadores de derivada primera, segunda y cuarta, necesarios para la resolución del problema. Finalmente, al considerar todo lo explicitado, se obtiene un problema de autovalores y autovectores (generalizado) de matrices de tamaño $3(N - 1) \times 3(N - 1)$ como se muestra en la expresión 3.11.

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & \mathbb{O} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{v}_y \\ \vec{\varphi} \\ \vec{\eta} \end{bmatrix} = i\omega \begin{bmatrix} B_1 & \mathbb{O} & \mathbb{O} \\ \mathbb{O} & \mathbb{I} & 0 \\ \mathbb{O} & \mathbb{O} & \mathbb{I} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{v}_y \\ \vec{\varphi} \\ \vec{\eta} \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} A_{11} &= \frac{1}{\text{Re}_b} [\mathbb{D}^2 - k^2 \mathbb{I}]^2 - i\alpha (\text{diag}(\vec{V}_x)(\mathbb{D}^2 - k^2 \mathbb{I}) + \text{diag}(\mathbb{D}^2 \vec{V}_x)) ; \quad A_{12} = - \left[i\alpha \frac{\text{Ra}}{\text{Re}_b} \mathbb{D} \right] \\ A_{21} &= \frac{i\alpha}{\text{Re}_b \text{Pr} k^2} \mathbb{D} + \text{diag}(\mathbb{D} \vec{\Phi}) ; \quad A_{22} = \frac{-1}{\text{Re}_b \text{Pr}} [\mathbb{D}^2 - k^2 \mathbb{I}] + i\alpha \text{diag}(\vec{V}_x) ; \quad A_{23} = \frac{\beta}{\text{Re}_b \text{Pr} k^2} \mathbb{I} \\ A_{31} &= \beta \text{diag}(\mathbb{D} \vec{V}_x) ; \quad A_{32} = -\beta \frac{\text{Ra}}{\text{Re}_b} \mathbb{I} ; \quad A_{33} = -\frac{1}{\text{Re}_b} [\mathbb{D}^2 - k^2 \mathbb{I}] + i\alpha \text{diag}(\vec{V}_x) \\ B_1 &= - [\mathbb{D}^2 - k^2 \mathbb{I}] ; \quad k^2 = \alpha^2 + \beta^2 \end{aligned}$$

Como puede observarse, las submatrices A_{11} , A_{21} , A_{22} , A_{31} y A_{33} tienen incorporado en su definición al operador `diag`. El mismo transforma un vector $\vec{\xi}$, de tamaño $n \times 1$, en una matriz diagonal $n \times n$ cuyos elementos diagonales son los elementos de $\vec{\xi}$. Asimismo, \mathbb{I} es la matriz identidad de tamaño $(N - 1) \times (N - 1)$ y \mathbb{O} es la matriz nula de igual tamaño.

²Es decir, los elementos ξ_j del vector $\vec{\xi}$ son tales que $\xi_j = \xi(y_j)$.

Capítulo 4

Validación de Herramientas Numéricas

En este capítulo se pretende validar y asegurar el correcto funcionamiento de las herramientas numéricas utilizadas. El mismo, se divide dos partes. Una primera parte que se centra en validar la herramienta de simulaciones DNS, XCompact3D. Para tal fin se emplean diferentes malla (o resoluciones) espaciales y pasos temporales adecuados según se requiera. En la segunda parte de este capítulo se valida la herramienta generadora de autovalores y autofunciones, OSMC.

Las diferentes situaciones de referencia utilizadas para validar XC3D son: un canal de placas de paralelas en régimen turbulento con flujo de calor constante donde se analizan aspectos hidrodinámicos y térmicos para convección forzada basado en las referencias [Moser et al., 1999, Kawamura et al., 2000]; el mismo sistema físico pero en régimen laminar teniendo en cuenta el acople de las ecuaciones de conservación debido al término de fuerza boyante y comparando resultados con [Chen and Chung, 1996]; y finalmente, se corrobora la fiabilidad de la herramienta para un canal de placas paralelas isotérmicas a distinta temperatura entre sí en régimen turbulento con convección mixta, contrastando simulaciones propias con aquellas del trabajo [Guo and Prasser, 2022]. En los casos turbulentos se analiza la convergencia en malla y la opción computacionalmente más económica y precisa disponible.

La corroboración de la herramienta numérica OSMC, se realiza en tres etapas: primero se ratifica que OSMC arroje los autovalores correctos, y para eso se considera la variación de la parte imaginaria del autovalor más inestable en función del número de onda y se lo compara con los resultados de [Chen and Chung, 1996]; en segundo lugar se corrobora que las autofunciones entregadas por el código sean correctas y para ello se utiliza como referencia autofunciones asociadas a ondas 2D y 3D presentes en el trabajo [Chen and Chung, 2003]; por último empleando la evolución temporal de la energía cinética turbulenta y la varianza de la temperatura predicha por la teoría de estabilidad lineal, se contrasta con los resultados obtenidos de simulaciones DNS y se encuentra un excelente acuerdo para los dos casos simulados.

4.1. Primera Parte: Xcompac3D

En esta sección se presentan los resultados obtenidos con la herramienta numérica XCompact3D (XC3D) para un canal de placas paralelas en flujo completamente desarrollado. Para la validación de XC3D se consideran las siguientes situaciones de flujo:

- **Situación I:** flujo turbulento hidrodinámico y completamente desarrollado,
- **Situación II:** flujo turbulento hidrodinámica y térmicamente desarrollado con flujo de calor constante en las paredes, considerando únicamente convección forzada.
- **Situación III:** flujo en régimen laminar hidrodinámica y térmicamente desarrollado con flujo de calor constante en las paredes donde se considera el efecto de la fuerza boyante, es decir, en régimen de convección mixta;
- **Situación IV:** por último, se considera un canal turbulento completamente desarrollado (hidrodinámica y termicamente) con convección mixta cuya paredes están sometidas a una diferencia de temperatura constante.

En cada una de las situaciones expuestas, los resultados se comparan con datos de referencia.

A lo largo de la etapa de validación, para las distintas simulaciones DNS realizadas, se emplearon distintas resoluciones espaciales y pasos temporales, las cuales se especifican en la Tabla 4.1. Asimismo, en dicha tabla se expresan la cantidad de nodos utilizados en las direcciones X, Y y Z (N_x , N_y y N_z , respectivamente). El dominio utilizado en todas las simulaciones corresponde a $L_x \times L_y \times L_z = 8 \times 2 \times 4$.

Por otro lado, en cada simulación (según se requiera) se impone los parámetros Re_o , Pr y/o Ri_o . Posteriormente, se deja evolucionar el sistema hasta que los campos asociados alcancen el estado estadísticamente estacionario. Una vez en dicho estado, se colecta estadística por al menos 500 unidades temporales. Para acelerar la obtención del estado turbulento, XC3D cuenta con la capacidad de introducir ruido aleatorio, y/o también rotación¹ en el propio flujo.

Las simulaciones se realizan en *cluster “mecclust”* del grupo MECOM (CAB-CNEA). Dependiendo de la disponibilidad y de la exigencia demandada, cada simulación se puede correr en un nodo individual de los veinte disponibles, los cuales emplean 2 procesadores *Xeon E5 2660 V3 @2.6 GHz* con 10 cores cada uno; o también, si se requiere, es posible utilizar cuatro nodos con conexión *InfiniBand* que da un total de 80 cores. Para aquellas corridas más demandantes, el número mínimo de pasos por hora es ~ 800 , y el almacenamiento requerido puede alcanzar los 100 Gb. Para dar una idea general del *wall-clock* requerido, una simulación de 500 unidades temporales con la malla M0 puede tardar del orden de 15 minutos mientras que una misma simulación con la malla M4 puede requerir casi 670 horas.

¹La rotación se logra agregando un término asociado a la fuerza de Coriolis en la ecuación de momento [Lamballais, 2014], que viene implementada en propio el código.

Nomenclatura	$N_x \times N_y \times N_z$	$(\Delta x^*, \Delta y^*, \Delta z^*)$	Δt^*
M0	$64 \times 65 \times 64$	$(0.125, 0.308, 0.062)$	0.005
M1	$128 \times 65 \times 64$	$(0.062, 0.308, 0.062)$	0.005
M2	$128 \times 129 \times 128$	$(0.062, 0.016, 0.031)$	0.002
M3	$160 \times 161 \times 160$	$(0.05, 0.012, 0.025)$	0.001
M4	$256 \times 257 \times 256$	$(0.031, 0.008, 0.015)$	0.001

Tabla 4.1: Distintas resoluciones espaciales y temporales utilizadas en las simulaciones de validación.

Algunos resultados, presentes en esta primera parte, se encuentran adimensionalizados en unidades de pared (indicadas con el superíndice “+”) basadas en el semiancho del canal, la velocidad de fricción u_τ y la temperatura de fricción T_τ :

- Esfuerzo de Corte: $\tau_w = \mu_o \partial u_x / \partial y$ (evaluada en $y = \pm d$)

$$\blacksquare \quad u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho} ; T_\tau = \frac{q''_w}{\rho C_p u_\tau}$$

$$\blacksquare \quad \mathbf{u}^+ = \mathbf{u} / u_\tau ; \theta^+ = \theta / T_\tau ; y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu_o}$$

Por otro lado, los perfiles de las magnitudes seleccionadas se encuentran promediadas en la dirección X y Z, y en el tiempo.

4.1.1. Situación I. Canal turbulento (sólo hidrodinámica)

En esta sub-sección se exponen los resultados del canal turbulento considerando los aspectos hidrodinámicos únicamente. En este caso se impone $Re_o=4200$ y se realizan simulaciones para las mallas M0, M1, M2 y M3.

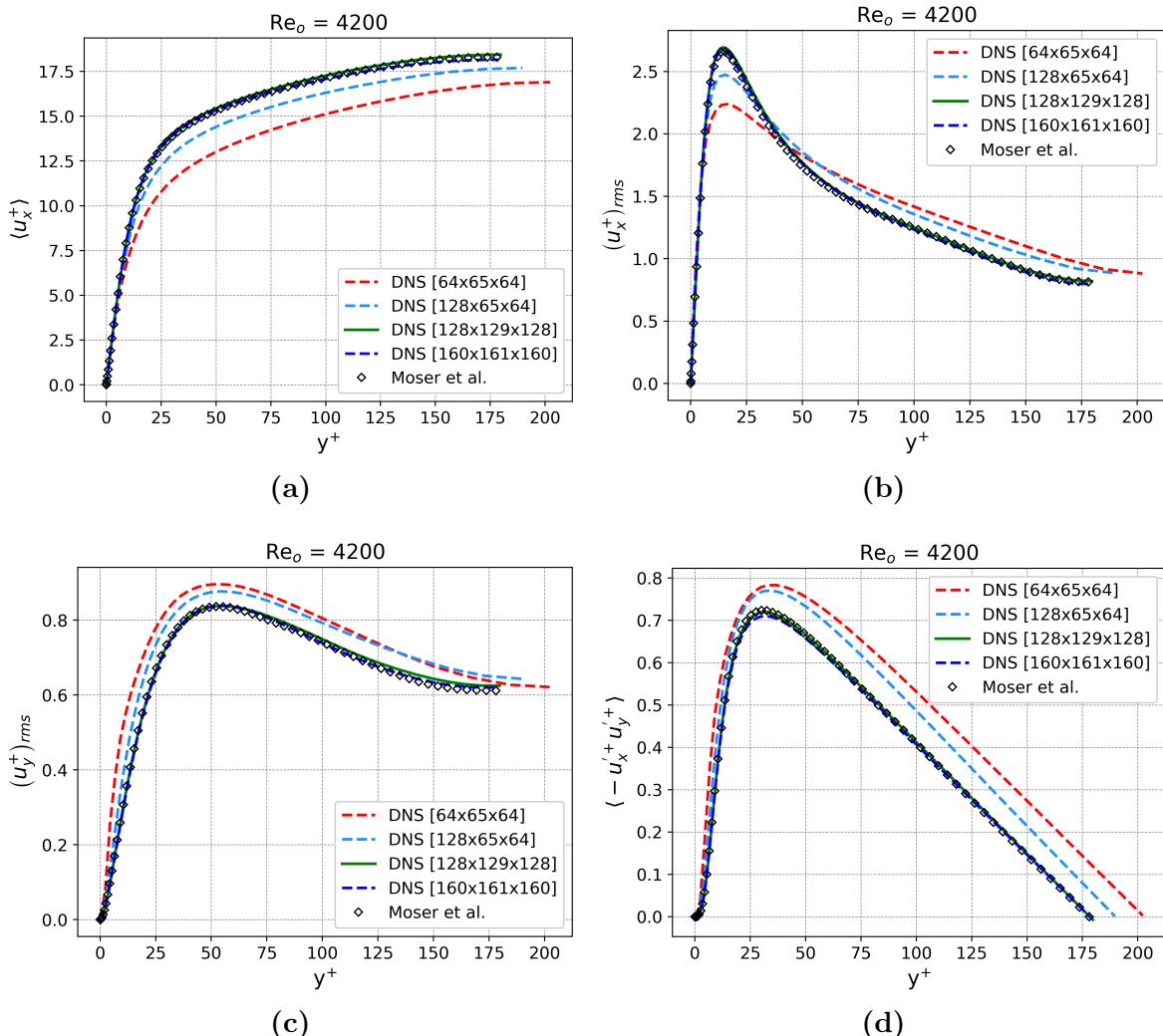


Figura 4.1: Perfiles de (a) velocidad media *streamwise*, (b) fluctuaciones RMS de la velocidad en $\langle u_x^+ \rangle$, (c) fluctuaciones RMS de la velocidad $\langle u_y^+ \rangle$ y (d) componente XY del tensor de Reynolds.

En las Figuras 4.1a - 4.1d se presentan (respectivamente) algunas magnitudes de interés para este sistema: el perfil de velocidad *streamwise* $\langle u_x^+ \rangle$ y los perfiles de las componentes del tensor de Reynolds² $\sqrt{\langle u_x^{+'} u_x^{+'} \rangle}$, $\sqrt{\langle u_y^{+'} u_y^{+'} \rangle}$ y $\langle u_x^{+'} u_y^{+'} \rangle$. En estas graficas se comparan las distintas mallas empleadas con el trabajo de Moser *et al.* [Moser *et al.*, 1999]. Por un lado es posible apreciar la convergencia en malla, y por el otro, se observa que los datos obtenidos mediante la simulación DNS con XC3D son completamente consistentes con aquellos datos de referencia.

²La raíz cuadrada de una componente diagonal en una dirección i arbitraria del tensor de Reynolds, es equivalente a la fluctuación de la velocidad en dicha dirección. Esto es, $(u_i)_{rms} = \sqrt{\langle u_i' u_i' \rangle}$.

4.1.2. Situación II. Transporte de escalar pasivo en convección forzada con q''_w constante

En este caso se considera sólo el régimen de convección forzada, lo que equivale a suponer $\Pi = 0$ en la ecuación de momento. De esta forma, las ecuaciones de continuidad y momento quedan desacopladas de la ecuación de energía (ecuaciones 2.8). En este sentido, los campos solución de la velocidad son exactamente los mismos que en la **Situación I** y el campo de temperatura es un campo escalar que no interviene en el desarrollo hidrodinámico del sistema, sino únicamente en el aspecto térmico del flujo. Por ello, sólo se presentan magnitudes asociadas a la temperatura adimensional. Para las simulaciones asociadas a esta sub-sección, se considera el número de Reynolds $Re_o = 4278$.

Convergencia en Malla. En primer lugar, se analiza la respuesta del campo escalar solución frente a diferentes mallas, en concreto, se emplean aquellas mismas utilizadas en la **Situación I**. Las Figuras 4.2a - 4.2d presentan los perfiles de la temperatura adimensional, sus fluctuaciones y los flujos de calor turbulento en las direcciones X e Y, respectivamente. Las simulaciones propias se comparan con aquellas obtenidas en la referencia *et al.* [Kawamura et al., 2000] para $Pr=0.71$. Además, en dichas gráficas se exponen los distintos resultados obtenidos por Kawamura *et al.* para diferentes mallas empleadas en su trabajo.

De la misma forma que ocurre en el caso anterior, es posible observar claramente la convergencia en malla, y como, a medida que aumenta la precisión en las simulaciones, los resultados obtenidos presentan un buen acuerdo con los aquellos de referencia. En particular, es posible observar que la malla M2 resulta suficiente para replicar los resultados de los trabajos [Moser et al., 1999, Kawamura et al., 2000].

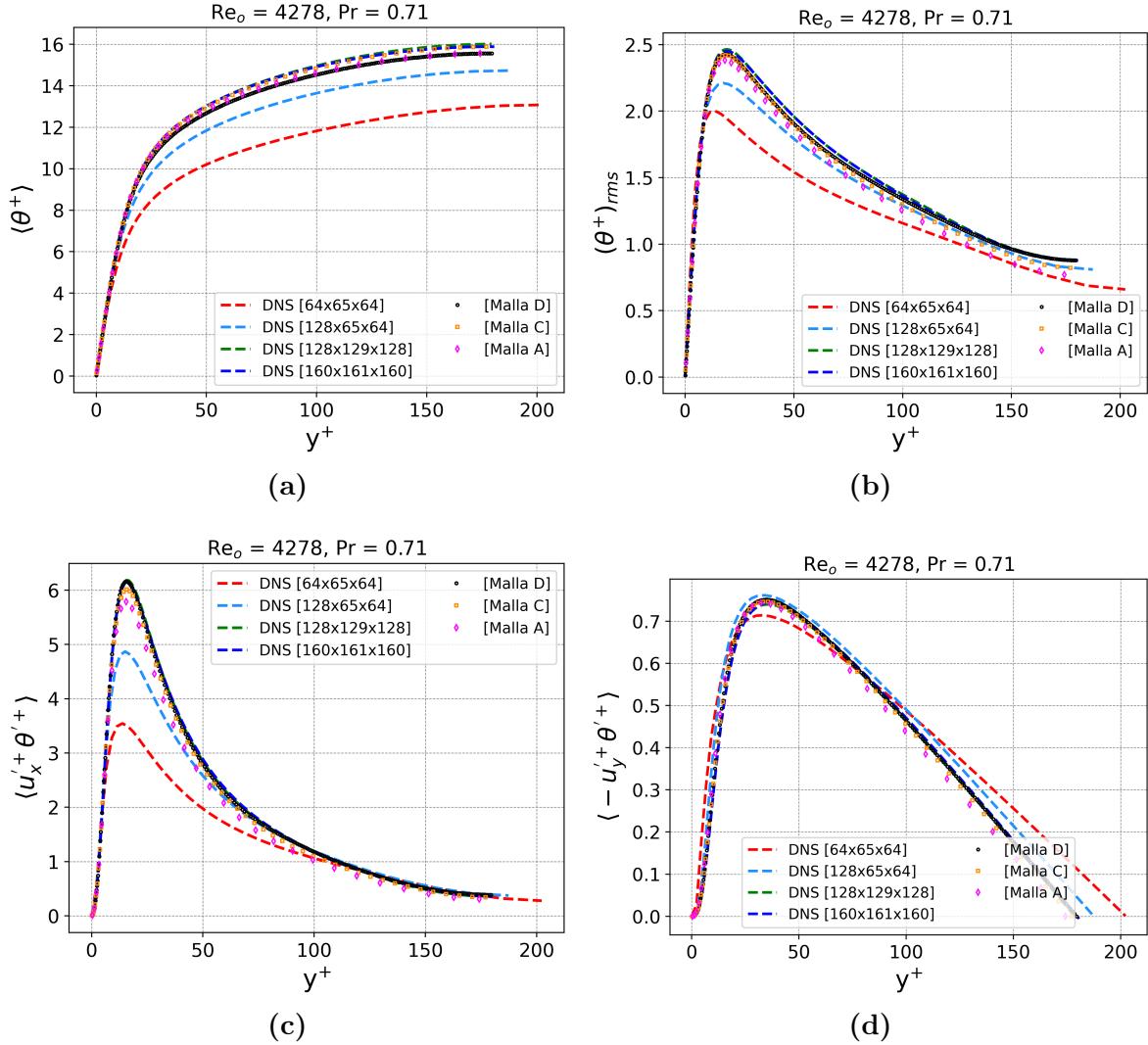


Figura 4.2: Perfiles de (a) temperatura adimensional media, (b) fluctuaciones RMS de la temperatura adimensional, (c) flujo de calor turbulento en la dirección X, $\langle u_x^+ \theta^+ \rangle$, y (d) flujo de calor turbulento en la dirección Y, $\langle -u_y^+ \theta' \rangle$.

Variación del número de Prandtl. La segunda parte consiste en emplear la malla M2 para distintos números de Prandtl, en particular, aquellos empleados en el trabajo de Kawamura *et al.*: $Pr = 0.025, 0.71, 1$ y 7 . De igual forma que para la convergencia en malla, en las Figuras 4.3a - 4.3d se muestran los perfiles de las magnitudes $\langle \theta^+ \rangle$, $(\theta^+)_rms$, $\langle u_x^+ \theta'^+ \rangle$ y $\langle -u_y^+ \theta'^+ \rangle$, respectivamente. Se observa que la malla M2 resulta suficiente para replicar con bastante fidelidad las simulaciones de Kawamura *et al.*; sin embargo, a medida que se aumenta el número de Pr , es requerido emplear un rango de evolución temporal mayor para alcanzar el estado estadísticamente estacionario antes de poder colectar estadística.

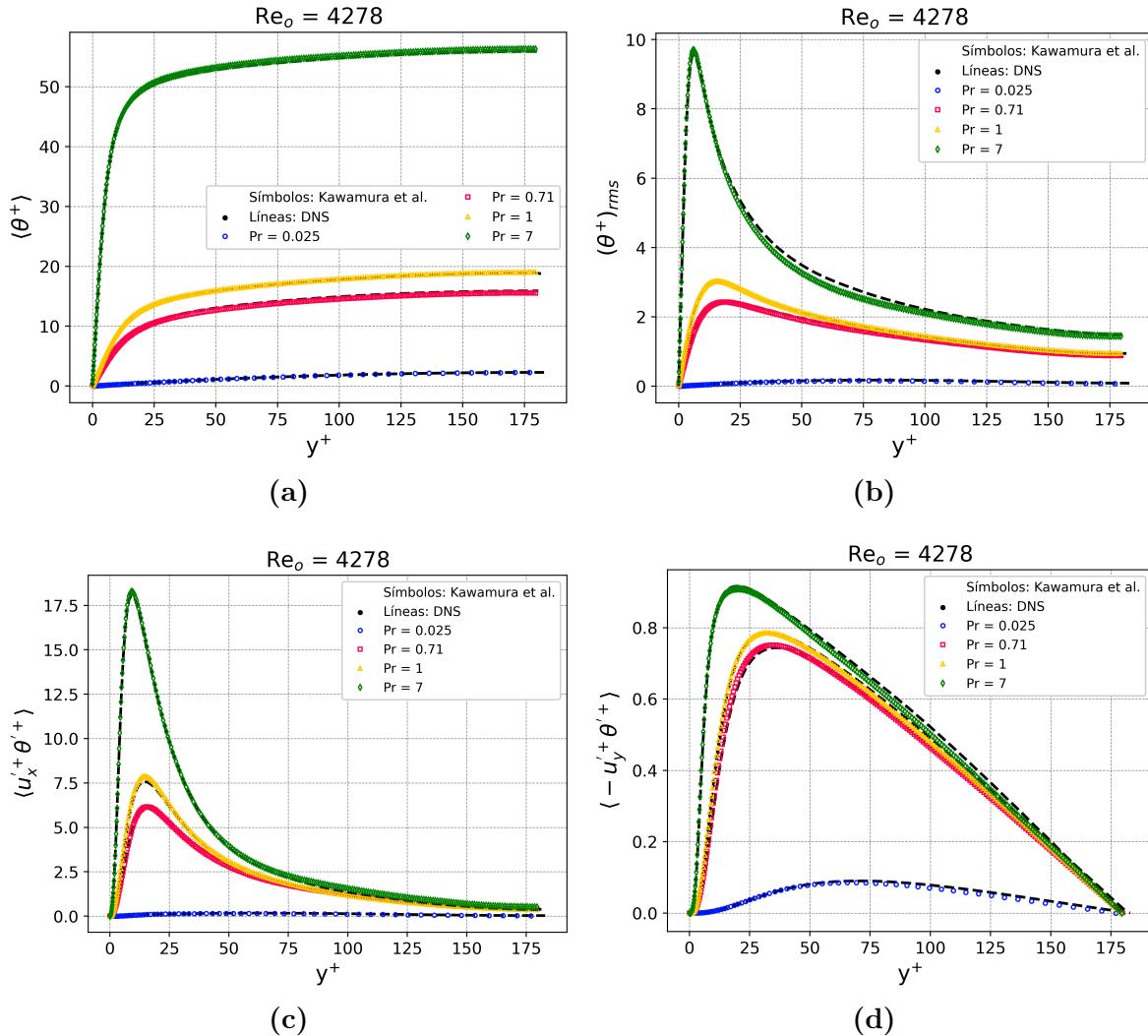


Figura 4.3: Para diferentes números de Pr se tiene los perfiles de (a) temperatura adimensional media, (b) fluctuaciones RMS de la temperatura adimensional, (c) flujo de calor turbulento en la dirección X, $\langle u'_x \theta^+ \rangle$, y (d) flujo de calor turbulento en la dirección Y, $\langle -u'_y \theta^+ \rangle$.

4.1.3. Situación III. Canal turbulento en régimen laminar con convección mixta y q''_w constante

Hasta aquí, la herramienta numérica XC3D se ha validado en aspectos hidrodinámicos y térmicos bajo convección forzada. Como punto de partida hacia el régimen de convección mixta, se realizan simulaciones considerando un régimen laminar con $Re_o=100$, $Pr=1$ y distintos números de Rayleigh ($Ra = -25, -100, 75, 150, 250$) a fin de evaluar el desempeño de XC3D frente a la influencia de la fuerza boyante. En todas las simulaciones se utiliza la malla M0. A diferencia de los apartados anteriores, en estas simulaciones no se impone ninguna condición adicional en el flujo con la intención de acelerar el paso al régimen turbulento ya que estamos tratando con soluciones laminares.

Se comparan los perfiles de velocidad *streamwise* y de temperatura adimensional con las soluciones analíticas de Chen y Chung [Chen and Chung, 1996], dadas por las ecuaciones 2.25

- 2.28. Los mismos se encuentran en la forma adimensional descrita en el Capítulo 2. En las Figuras 4.4a y 4.4b, las soluciones analíticas se muestran con anillos negros; asimismo, se incluye el caso con $\text{Ra} = 0$ ($\Pi = 0$) como referencia (línea azul a trazos). Se aprecia una excelente concordancia entre las soluciones analíticas y las simulaciones DNS, tanto para flujo descendente ($\text{Ra} < 0$) como para flujo ascendente ($\text{Ra} > 0$). En consecuencia, la malla M0 (la opción computacionalmente más económica) reproduce con alta fidelidad la soluciones laminares de Chen y Chung.

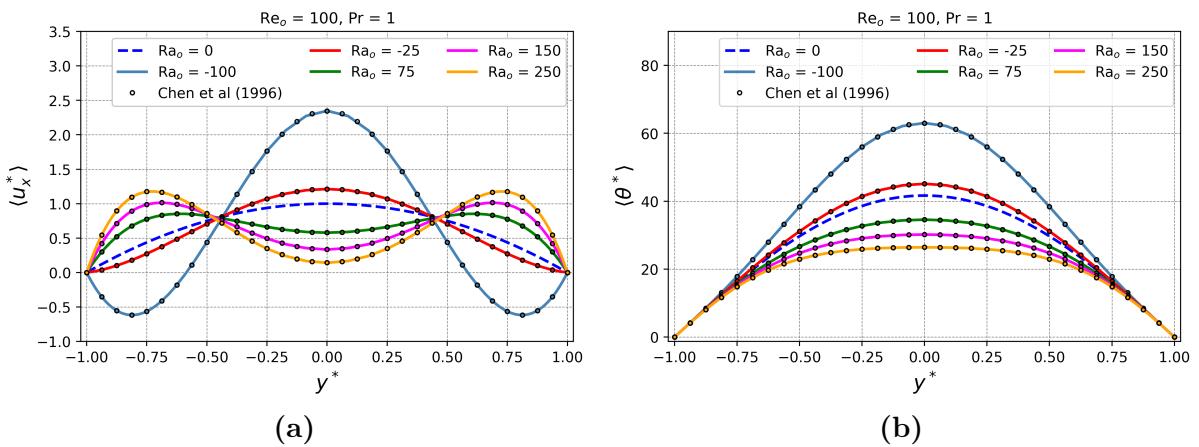


Figura 4.4: Perfiles de velocidad y temperatura para distintos casos en régimen laminar con convección mixta.

4.1.4. Situación IV. Canal turbulento en convección mixta con ΔT constante entre paredes.

Observación inicial: en el momento que se realizaron las simulaciones para validar la implementación del término de fuerza boyante en XC3D, no se encontraba disponible en la bibliografía de ese momento, datos de referencia en canales rectangulares para flujo turbulento con régimen de convección mixta ascendente (o descendente) con flujo de calor impuesto en las paredes. La única alternativa disponible era el trabajo de Guo et al. [Guo and Prasser, 2022] basado en un sistema físico conceptualmente diferente, con paredes isotérmicas a distinta temperatura en lugar de flujo de calor impuesto. Más recientemente, en 2024, Zhou et al. publicaron un paper [Zhou et al., 2024] con datos de simulaciones DNS para del mismo sistema físico considerado en este trabajo.

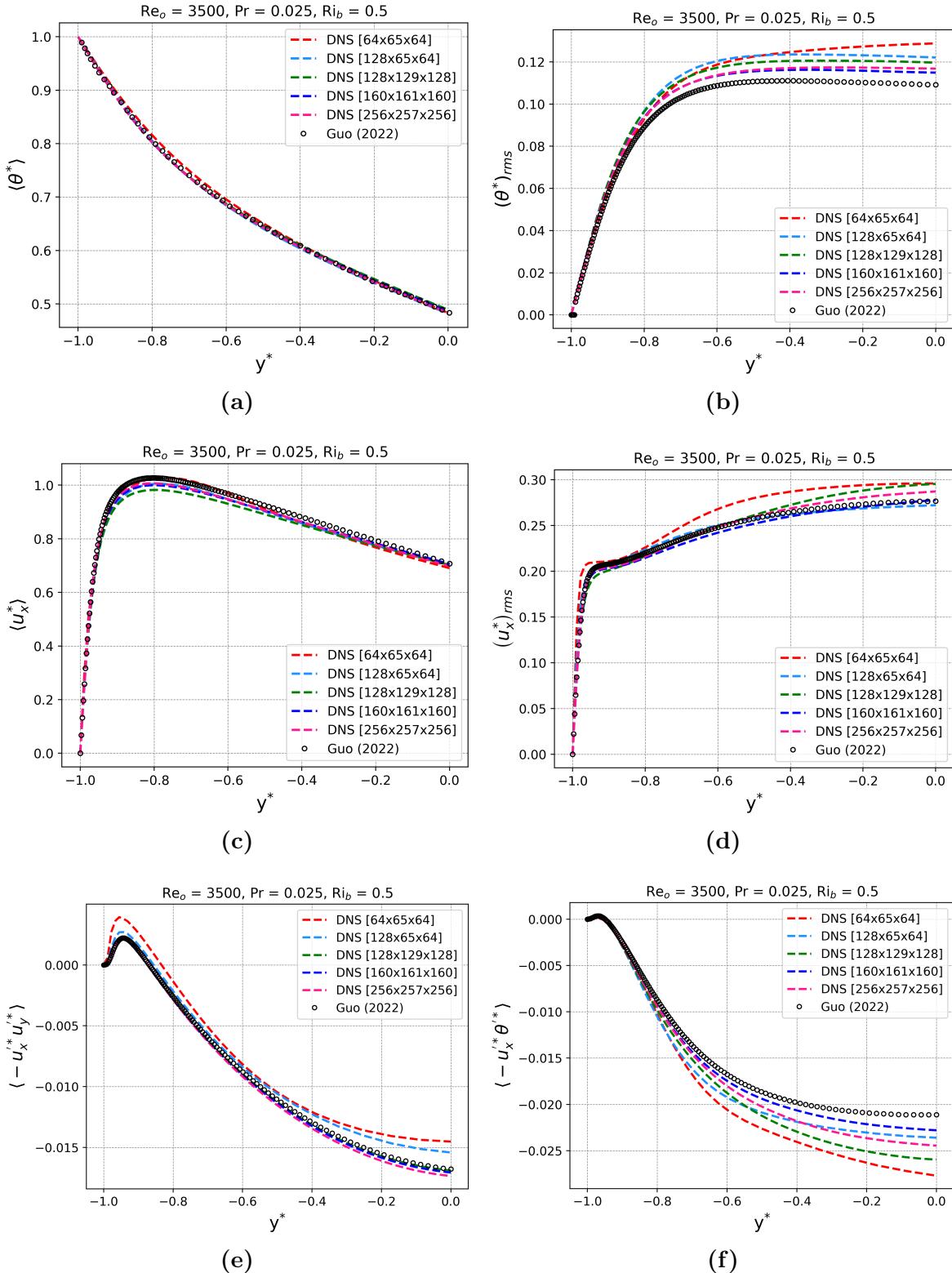


Figura 4.5: Perfiles de (a) temperatura adimensional media, (b) fluctuaciones RMS de la temperatura adimensional, (c) velocidad media *streamwise*, (d) fluctuaciones RMS de la velocidad *streamwise*, (e) componente XY del tensor de Reynold, $\langle -u_x^+ u_y^+ \rangle$, y (f) flujo de calor turbulento en la dirección X, $\langle -u_x^+ \theta^+ \rangle$.

Cuando se tiene en cuenta la fuerza boyante, es decir $\Pi \neq 0$, el término asociado a ella en la ecuación de momento produce un acople entre las tres ecuaciones de conservación (ecuaciones

2.8) y por lo tanto, la parte hidrodinámica del flujo influye en la parte térmica del mismo y viceversa.

Se realizan simulaciones empleando las mallas M0 - M4 para analizar su convergencia en malla. En este sentido, se consideran los números adimensionales $Re_o=3500$, $Pr=0.025$ y $Rib=0.5$ para tal fin. Las Figuras 4.5a - 4.5f exponen, respectivamente, los perfiles de las siguientes magnitudes: temperatura adimensional, fluctuaciones de temperatura, velocidad *streamwise*, fluctuaciones de velocidad, componente XY del tensor de Reynolds y flujo de calor turbulento en dirección X. Los datos de magnitudes propias se comparan con aquellos datos obtenidos por Guo *et al.* [Guo and Prasser, 2022]. Las mismas se encuentran expresadas en la forma adimensional: $\mathbf{u}^* = \mathbf{u}/U_b$ y $\theta^* = \theta/\Delta T_{hc}$, siendo ΔT_{hc} la diferencia de temperatura entre las paredes.

Se aprecia que las magnitudes de primer orden, es decir, perfiles de velocidad media y temperatura media, convergen en malla. Por su parte, al comparar magnitudes de segundo orden asociadas a la temperatura adimensional, como la fluctuación de temperatura o el flujo de calor turbulento, se observa una mayor discrepancia entre resultados; por otro lado, aquellas magnitudes de segundo orden relacionadas con la velocidad, como la fluctuación de velocidad o la tensión $\langle -u_x^+ u_y^+ \rangle$, la similitud entre resultados mejora.

No obstante, la tendencia general de nuestros resultados se encuentra en relativa sintonía con los aquellos de Guo *et al.*, con algunas magnitudes en mejor acuerdo que otras. La diferencia reside en que los autores utilizan un dominio ampliamente mayor ($L_x \times L_y \times L_z = 31.42 \times 2 \times 12.57$) que el empleado en este trabajo; en ese sentido, por ejemplo, los puntos de la cara del dominio normal a la dirección del flujo, $X=0$, se encuentran parcialmente influidos por los puntos de la otra cara, $X=L_x$, de forma que los mismos no se encuentran descorrelacionados y su efecto no es despreciable y modifica la física del sistema. Otra cuestión adicional es que Guo *et al.* emplea una resolución similar en la dirección X y mayor en Y y Z: $(\Delta x^*, \Delta y^*, \Delta z^*) = (0.061, 7.81 \times 10^{-3}, 0.024)$.

De acuerdo a los resultados obtenidos a lo largo de toda esta sección la malla elegida para las simulaciones realizadas en el Capítulo 5 es la M2. Dicha elección se toma en base a que aquellos parámetros físicos de interés como el número de Nusselt o el coeficiente de fricción de Darcy, se calculan a partir de magnitudes de primer orden. La malla M2 es la opción computacionalmente más ecocómica que produce resultados coherentes con aquellos de la referencia.

4.2. Segunda Parte: OSMC

En esta segunda parte se exponen los resultados obtenidos con la herramienta OSMC, la cual genera autovalores y autofunciones basados en teoría de estabilidad lineal presentada en el Capítulo 2. La validación de la herramienta se realiza en tres etapas:

- 1. se valida la fiabilidad de los autovalores calculados;
- 2. se comparan autofunciones obtenidas con casos de referencia;

- 3. se realizan simulaciones DNS para un canal de placas paralelas, con flujo de calor constante en las paredes, cuya condición inicial se construye utilizando el autovalor más inestable y su autofunción asociada. Se compara su evolución temporal con aquella obtenida por análisis de estabilidad lineal.

4.2.1. Autovalores

Basados en el proyecto integrador de Szuban [Szuban, 2023], se emplea la variación de la parte imaginaria del autovalor más inestable, c_i , en función del número de onda α para validar los autovalores obtenidos con OSMC. La Figura 4.6 muestra $c_i(\alpha)$ para $Re_o = 322$ y $Re_o = 750$, con $\beta = 0$ y $Pr = 0.7$. Los valores de Ra se seleccionan de modo que $c_i = 0$ para algún α dentro del intervalo considerado: Ra = 32.65 para $Re_o = 322$ y Ra = 37.6 para $Re_o = 750$. Los resultados se comparan con los de Chen y Chung [Chen and Chung, 1996], observándose un muy buen acuerdo.

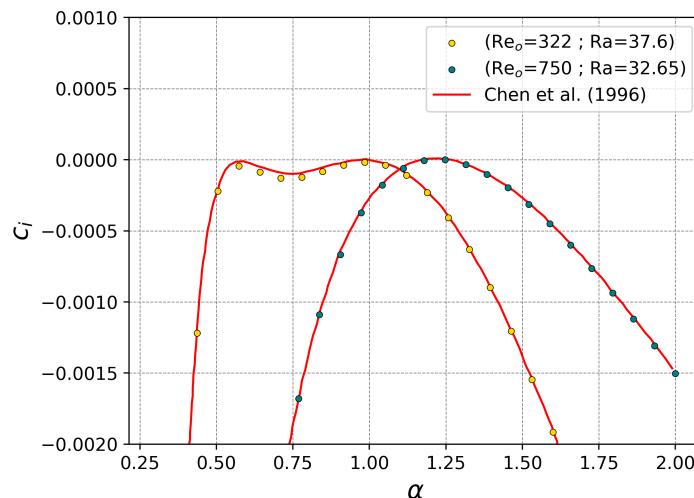


Figura 4.6: Variación de c_i con α para diferentes valores de Re_o , a sus respectivos Ra.

4.2.2. Autofunciones

Normalización. Las autofunciones $\{\hat{v}_x(y), \hat{v}_y(y), \hat{v}_z(y), \hat{\theta}(y)\}$ se normalizan localizando el valor y_i donde la norma de la autofunción \hat{v}_x es máxima, esto es: $\|\hat{v}_x(y_i)\| = \max_y \|\hat{v}_x(y)\|$; luego se elige un factor $c \in \mathbb{C}$ tal que $\text{Re}[c \hat{v}_x(y_i)] = 1$ y $\text{Im}[c \hat{v}_x(y_i)] = 0$. Con ese mismo factor c se escalan todas las autofunciones: $\hat{\mathbf{v}}_{\text{norm}} = c \hat{\mathbf{v}}$ y $\hat{\theta}_{\text{norm}} = c \hat{\theta}$.

En la Figura 4.7 se presentan las autofunciones correspondientes al autovalor más inestable asociado a los parámetros $Re_o = 1125$, $Ra = 2500$ y $Pr = 0.7$. La Figura 4.7a expone la autofunción de la velocidad *streamwise* y de la temperatura para el caso de una onda 2D al considerar $\alpha = 1$ y $\beta = 0$. Por su parte, la Figura 4.7b presenta las autofunciones de las mismas magnitudes para una onda 3D ahora considerando $\alpha = 1$ y $\beta = 1$. Ambos casos se comparan con las autofunciones calculadas por Chen y Chung [Chen and Chung, 2003]. Aquí, los autores emplean una normalización distinta: cada una de las autofunciones $\{\hat{v}_x(y), \hat{v}_y(y), \hat{v}_z(y), \hat{\theta}(y)\}$ se normalizan de modo que el máximo de la parte real sea igual a uno y su fase sea nula. Al

considerar esto y comparar las autofunciones obtenidas a partir OSMC, con aquellos obtenidos por Chen y Chung, es posible apreciar un excelente acuerdo.

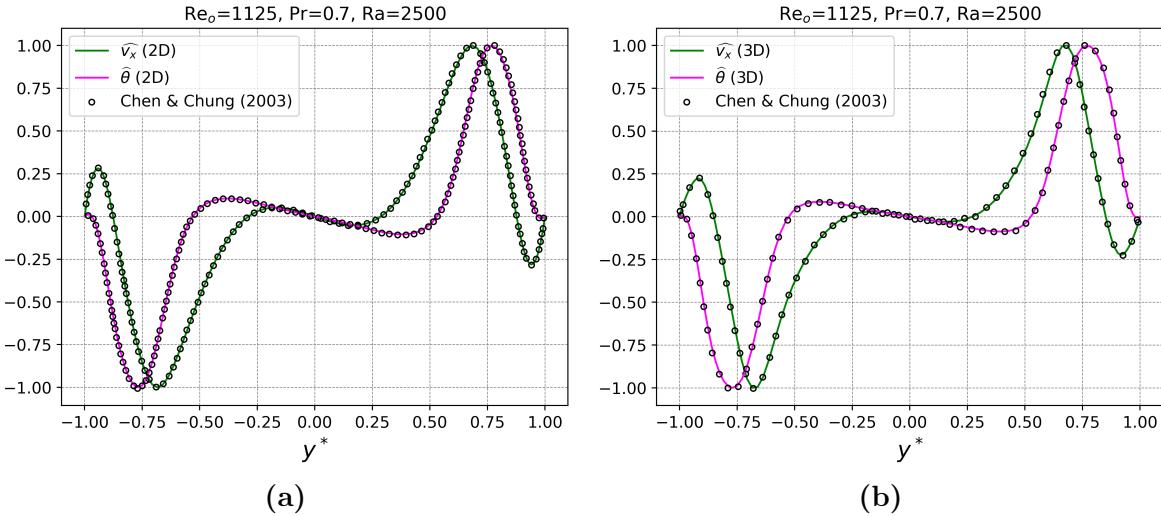


Figura 4.7: Parte real de las autofunciones asociadas al modo más inestable para $Re_o = 1125$, $Ra = 2500$ y $Pr = 0.7$; (a) Onda 2D con $(\alpha, \beta) = (1, 0)$ y (b) Onda 3D con $(\alpha, \beta) = (1, 1)$.

4.2.3. Análisis de Estabilidad Lineal versus DNS

El análisis de estabilidad lineal predice a través de un modelo matemático la evolución temporal de pequeñas perturbaciones que son impuestas al flujo base. En esta sub-sección se pretende comparar dichas predicciones con los resultados arrojados por simulaciones realizadas con XC3D en escalas de tiempo donde las perturbaciones se mantienen relativamente acotadas. Las condiciones iniciales de la simulación se construyen como la suma del flujo laminar, ecuaciones 2.25 - 2.28, y las perturbaciones 2.41 - 2.43.

Se comparan dos casos, denominados RI y RD, cuyos números adimensionales corresponden a $Re_o = 750$, $Pr=0.7$ y $Ra = 65$. Los parámetros de simulación de ambos casos se exponen en la Tabla 4.2. Observese que se utilizan perturbaciones compuestas únicamente de ondas bidimensionales. El espectro de autovalores, junto con el autovalor seleccionado y sus autofunciones asociadas se muestran en la Figura 4.10. Las simulaciones DNS realizadas se corren un total de 20 unidades temporales.

Caso	$L_x \times L_y \times L_z$	$N_x \times N_y \times N_z$	Δt^*	α	β	A_{2D}	A_{3D}	λ_{2D}
RI	$2\pi/\alpha \times 2 \times 2\pi$	$160 \times 161 \times 160$	0.001	1.22	0	0.2%	0%	$0.656 - 0.0237 j$
RD	$2\pi/\alpha \times 2 \times 2\pi$	$160 \times 161 \times 160$	0.001	1.22	0	0.2%	0%	$1.239 + 0.042 j$

Tabla 4.2: Parámetros de simulación de los dos casos elegidos.

Para comprobar la predicción de la teoría de estabilidad lineal con aquella producida por las herramientas numéricas, se emplea la evolución temporal de la energía cinética turbulenta (TKE) y de la varianza de la temperatura. En XC3D, dichas magnitudes corresponden

al promedio integral en y^* de las correlaciones $(\langle u_x^{*'} u_x^{*'} \rangle + \langle u_y^{*'} u_y^{*'} \rangle + \langle u_z^{*'} u_z^{*'} \rangle)/2$ y $\langle \theta^{*'} \theta^{*'} \rangle$, mientras que para teoría de estabilidad lineal dichas cantidades se aproximan utilizando las autofunciones $\{\hat{v}_x, \hat{v}_y, \hat{v}_z, \hat{\theta}\}$ y las expresiones tipo 2.38 para obtener:

$$\text{TKE} \simeq \frac{1}{2} (A_{2D})^2 e^{2\alpha c_i t^*} \int [(\hat{v}_x, \hat{v}_y, \hat{v}_z) \cdot (\hat{v}_x, \hat{v}_y, \hat{v}_z)] dy^* \quad (4.1)$$

$$\int \langle \theta^{*'} \theta^{*'} \rangle dy^* \simeq \frac{1}{2} (A_{2D})^2 e^{2\alpha c_i t^*} \int (\hat{\theta})^2 dy^* \quad (4.2)$$

En estas expresiones, si $c_i < 0$, las cantidades decaen y el flujo es estable. Pero por el contrario, si $c_i > 0$, la mismas crecen y el flujo base evoluciona en el tiempo, dando posiblemente, origen a la transición. Las afirmaciones anteriores son ciertas siempre que α sea positivo.

En las Figuras 4.8a y 4.8b muestran la evolución temporal de la TKE y de la varianza de la temperatura para el caso RD. Se observa un muy buen acuerdo entre la predicción teórica y los resultados obtenidos a partir de simulaciones DNS con las herramientas numéricas utilizadas. En este caso se aprecia que la perturbación introducida logra inestabilizar el flujo (pues $c_i > 0$) y que si bien en una etapa temprana el acuerdo entre ambas metodologías coincide, si el flujo transiciona a un régimen turbulento, la consistencia entre ambos debería tender a desaparecer.

De forma completamente análoga, las Figuras 4.9a y 4.9b muestran la evolución temporal de la TKE y de la varianza de la temperatura para el caso RI. En este caso, dado que $c_i < 0$, el análisis de estabilidad lineal predice que la perturbación impuesta tenderá a decaer y el flujo no se inestabilizará, esta predicción está en completa consistencia con la simulación DNS realizada.

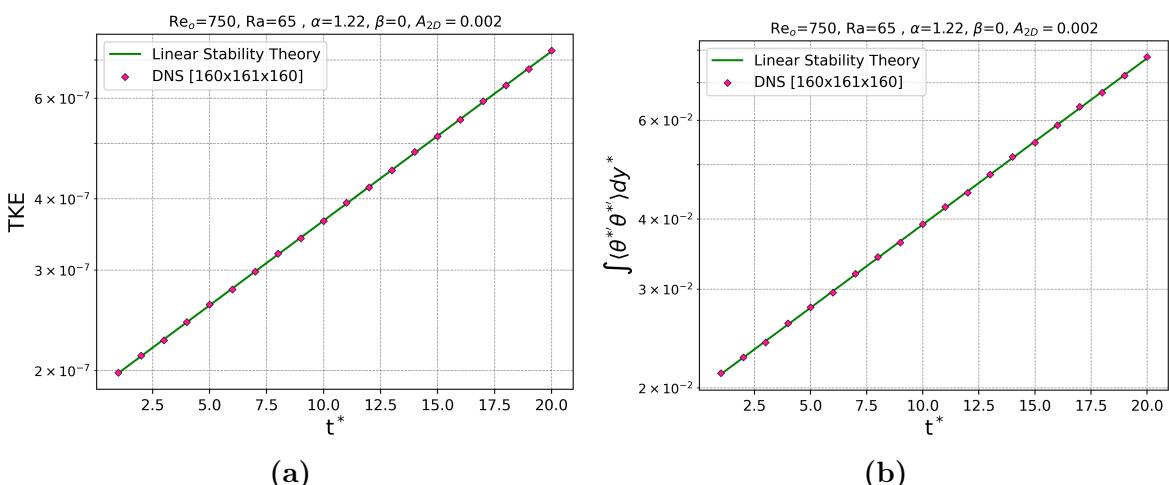


Figura 4.8: Evolución temporal de la varianza de la temperatura y de la TKE del caso RD.

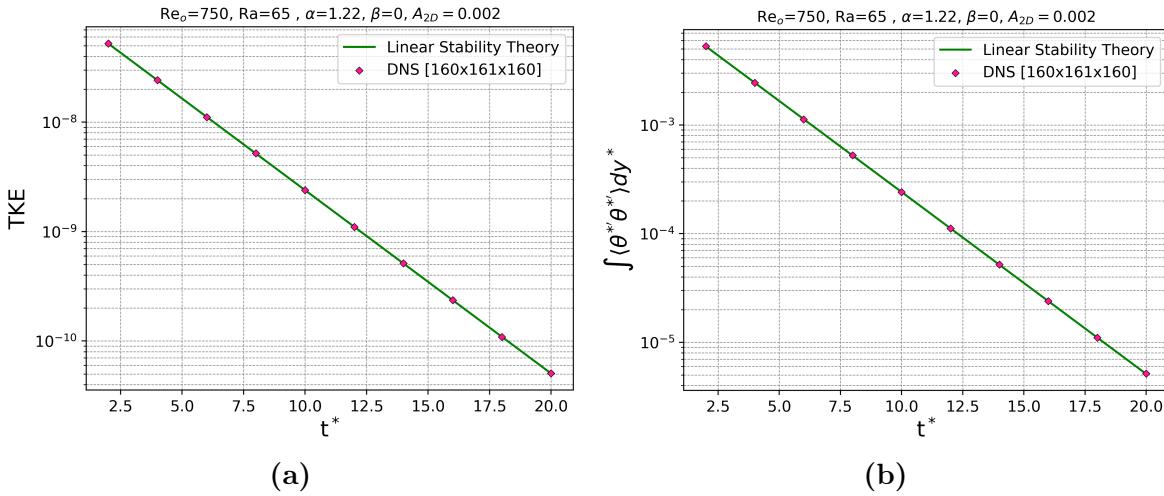


Figura 4.9: Evolución temporal de la varianza de la temperatura y de la TKE del caso RI.

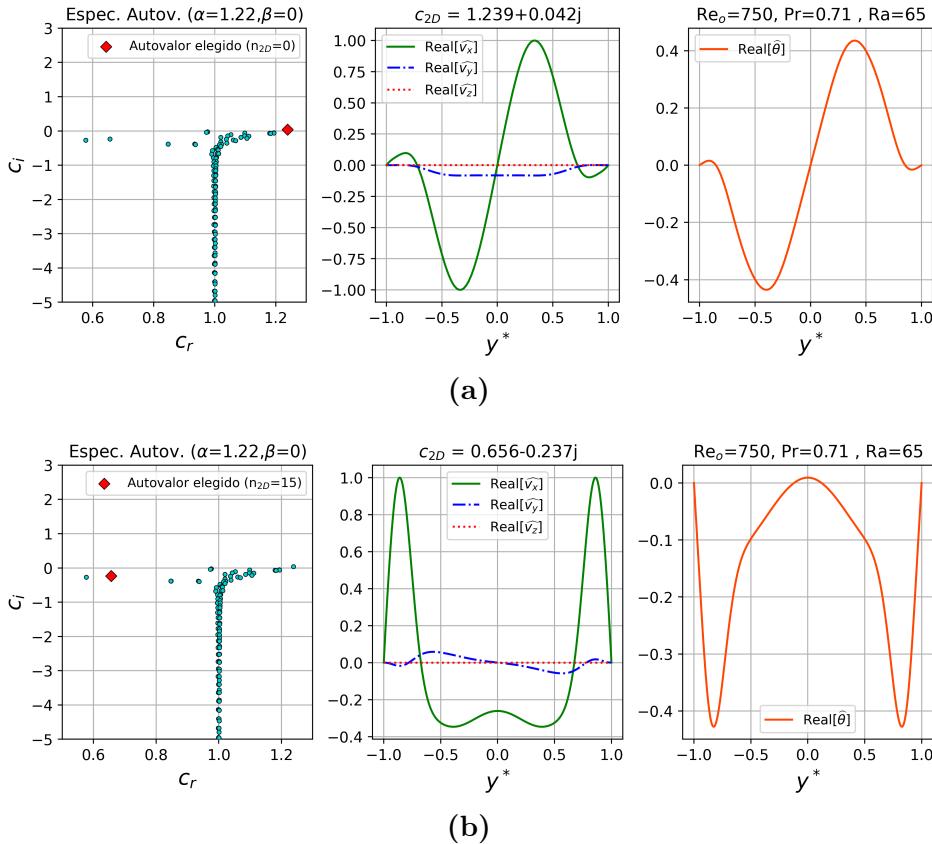


Figura 4.10: Espectro de autovalores, autovalores seleccionado y autofunciones asociadas: (a) caso RD, (b) RI.

Finalmente, se puede aseverar que la herramienta de OSMC desarrollada por Szuban [Szuban, 2023] es consistente, y permite, con buena precisión, encarar el análisis de transición temporal laminar-turbulenta que se lleva acabo en el Capítulo 6.

Capítulo 5

Convección Mixta en Flujos Completamente Desarrollado

“*¡Lo viejo funciona Juan!*”

— Alberto “Tano” Favalli

El propósito de este capítulo es mostrar, vía simulaciones numéricas, cómo la flotabilidad o boyancia modifica un flujo turbulento plenamente desarrollado en un canal de placas paralelas. Se utiliza para esto simulaciones DNS que cubren un extenso espectro de números de Reynolds, Richardson y Prandtl, lo que permite examinar la evolución desde convección forzada hasta convección natural. Tras describir los casos y las variables adimensionales de referencia, se presentan (i) magnitudes estadísticas de primer y segundo orden, (ii) la influencia del número de Prandtl sobre las subcapas viscosa y térmica, (iii) el número de Nusselt y (iv) el factor de fricción de Darcy.

La fuerza boyante convierte los perfiles de velocidad en forma de “M” y desplaza el máximo de $\langle u_x^* \rangle$ hacia la pared. Para $Rib > 1$, la mezcla inducida aplana el perfil de temperatura adimensional y atenúa sus fluctuaciones en el núcleo. El efecto del Prandtl es claro: con $Pr=0.071$ la ley de pared $\langle \theta^* \rangle \simeq Pr y^+$ se mantiene hasta $y^+ \approx 30$, mientras que con $Pr=0.71$ concluye en $y^+ \approx 7$, reflejando la influencia de Pr en la capa conductiva.

Existe un intervalo $10^{-6} \lesssim Bo \lesssim 3 \times 10^{-5}$ donde Nu se degrada, fuera de él, la transferencia se recupera y supera el caso forzado. Esta caída de Nu coincide con una menor producción de turbulencia cerca de la pared.

Por último, la boyancia incrementa el gradiente de velocidad en la pared y eleva el factor de Darcy. La correlación propuesta reproduce con buena fidelidad los datos simulados y de referencia.

5.1. Casos simulados

Los resultados de las simulaciones realizadas en este capítulo corresponden a un flujo completamente desarrollado tanto térmica como hidrodinámicamente. Se emplearon $Re_o=2100$, 3150, 4278, 5000, $Pr=0.071$, 0.71 y valores de Richardson en el rango $0.04 \lesssim Ri_b \lesssim 106$. Desde una perspectiva física, la interpretación de estos números adimensionales puede resumirse así: un aumento del número de Reynolds implica una menor viscosidad cinemática y, por tanto, una difusión más rápida del momento dentro del fluido; un incremento del número de Prandtl señala una reducción de la conductividad térmica; mientras que un mayor número de Richardson denota un crecimiento en el flujo de calor.

En la Figura 5.1 se expone un “mapa” del régimen de flujo donde se gráfica el número de Reynolds $bulk^1$ versus el número de Richardson $bulk^2$ y se muestran las simulaciones realizadas en este trabajo. Es oportuno precisar que, como hipótesis inicial, se supone que ambos fenómenos actúan de forma independiente; no obstante, tal independencia no está necesariamente garantizada. Cabe destacar, además, que en este trabajo se analiza la transición de un régimen a otro, en el cual el flujo se vuelve inestable y puede manifestar intermitencia y/o turbulencia [Chen and Chung, 2003]. Aceptando provisionalmente que la interacción entre los fenómenos es despreciable y tomando como referencia el diagrama de Moody [White, 2011], se presenta lo siguiente:

- para valores de $Re_b^D < 2000$ el régimen es laminar,
- si $2000 \lesssim Re_b^D \lesssim 4000$ el régimen es de transición,
- y si $Re_b^D > 4000$ el régimen es turbulento.

Por otra parte, el fenómeno de convección es [Incropora et al., 2006, Cengel and Ghajar, 2015]:

- forzado si $Ri_b < 0.1$,
- mixto si $0.1 < Ri_b < 10$,
- y natural si $Ri_b > 10$.

¹Número de Reynolds basado en la velocidad *bulk* y el diámetro hidráulico: $Re_b^D = 8/3 Re_o$

²Número de Richardson basado en la velocidad *bulk* y el ancho del canal: $Ri_b = 9/2 Ri_o$

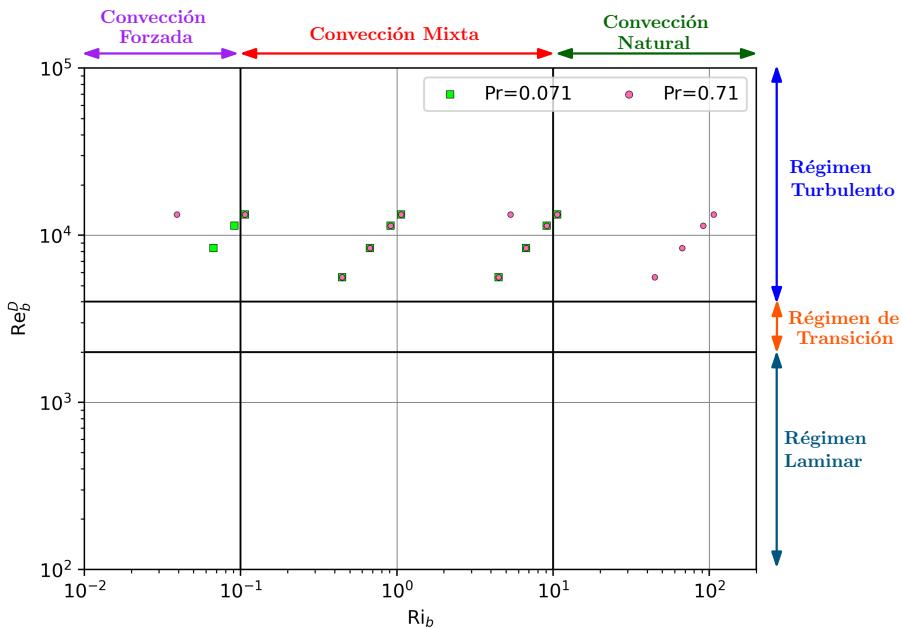


Figura 5.1: Mapa de regímenes en el plano $Re_b^D - Ri_b$. Se señalan las zonas laminar, de transición y turbulenta, así como los dominios de convección forzada, mixta y natural.

De esta manera, basados en el diagrama de Moody, la totalidad de casos se encuentra en un régimen de flujo turbulento. En su mayoría, los casos se encuentran en flujo de convección mixta, sin embargo, se cuenta con casos donde predomina la convección forzada, y otros donde domina la convección natural. Esto brinda un espectro amplio para el análisis del problema.

5.2. Magnitudes de Primer y Segundo Orden

En esta sección se analiza la influencia de la fuerza boyante en las magnitudes estadísticas de primer y segundo orden. Para tal fin, se consideran, únicamente, los casos $Re_o=5000$ y $Pr=0.71$. El aumento de la fuerza boyante, o el número de Ri_b , equivale a aumentar el flujo de calor. En otras palabras, el aumento de la boyancia en el sistema físico puede interpretarse como aumentar la energía térmica que se le entrega a través de las paredes cuando el fluido es ascendente³.

5.2.1. Perfiles de velocidad y de temperatura

En la Figura 5.2a se presentan los perfiles medios de velocidad *streamwise*⁴ para distintos números de Richardson. En dichos perfiles pueden distinguirse con claridad los tres regímenes de convección. Conforme se intensifica la fuerza boyante, las curvas adoptan una configuración en “M”, en concordancia con lo reportado por otros autores [You et al., 2003, Zhou et al., 2024]. A diferencia del caso de convección exclusivamente forzada, el máximo de

³También es equivalente a quitarle energía térmica (enfriar las paredes) cuando la dirección del flujo es descendente.

⁴Es decir, en la dirección de la corriente.

velocidad deja de situarse en la línea central del canal y se desplaza progresivamente hacia la pared a medida que aumenta Ri_b , [Carr et al., 1973, Steiner, 1971, Zhou et al., 2024], originando dos máximos locales en lugar del único pico característico del flujo puramente forzado. Este comportamiento puede interpretarse cualitativamente del siguiente modo: en las proximidades de la pared el fluido se encuentra a mayor temperatura lo que implica menor densidad; en consecuencia, la fuerza boyante acelera el flujo en esa región y, por conservación de masa, el fluido ubicado en la zona central experimenta una desaceleración.

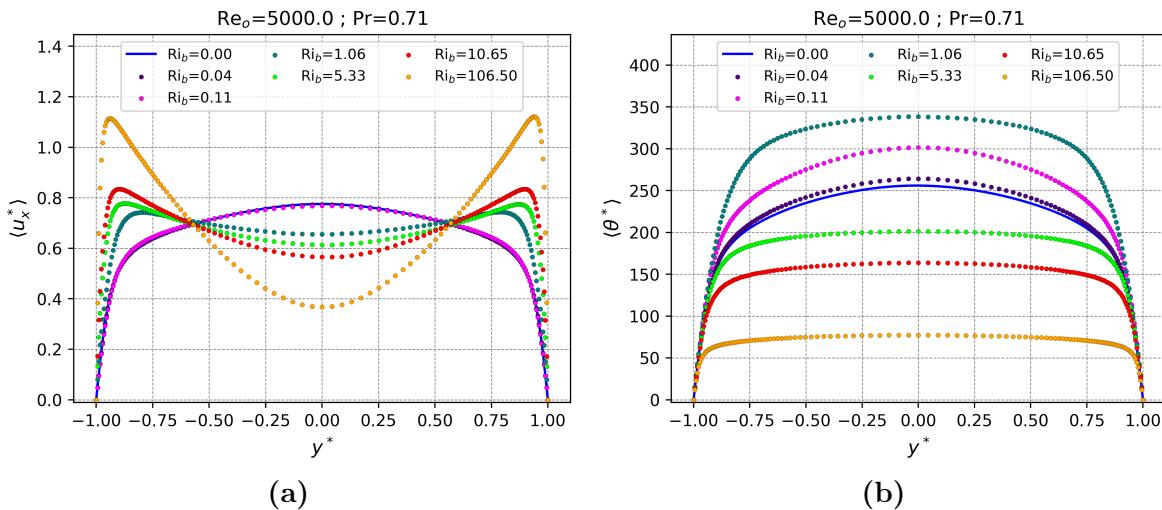


Figura 5.2: Perfiles medios adimensionales de (a) velocidad y (b) temperatura, para varios Ri_b .

Por otra parte, la Figura 5.2b presenta los perfiles medios de temperatura adimensional. A diferencia de los perfiles de velocidad, estos no exhiben la configuración en “M” al igual que reportan otros autores [You et al., 2003, Steiner, 1971]. Los casos pueden clasificarse, en primera instancia, en dos conjuntos:

- (I) valores de Ri_b comprendidos entre 0.04 y 1.06,
- (II) valores de Ri_b entre 5.33 y 106.5.

Además, ambos conjuntos exhiben comportamientos físicos claramente diferenciados. Esta distinción se analizará en detalle a lo largo de la presente sección.

En el primer conjunto se aprecia un aumento del perfil adimensional respecto al caso de convección forzada, lo que equivale a un descenso de la temperatura dimensional. Cuando la fuerza boyante se intensifica (conjunto II) la temperatura adimensional disminuye, lo que indica un aumento en la temperatura dimensional del fluido. Asimismo, en este segundo conjunto, los perfiles presentan una forma “achatada” en el seno del canal que puede interpretarse cualitativamente a partir de sus perfiles de velocidad: la diferencia de velocidades entre la región próxima a la pared y el centro del canal favorece la mezcla del fluido y, por consiguiente, conduce a una distribución térmica más homogénea.

5.2.2. Valores RMS de temperatura y velocidad

Las Figuras 5.3a y 5.3b muestran los perfiles de las fluctuaciones de temperatura adimensional y de velocidad *streamwise*, respectivamente. Partiendo del caso puramente forzado, el incremento de la fuerza boyante provoca evoluciones distintas en los conjuntos I y II considerados anteriormente. En el primero, se observa una disminución (incremento) de las fluctuaciones de velocidad (temperatura) seguida de una ligera recuperación (leve descenso). En el segundo, las fluctuaciones de velocidad crecen de manera sostenida a medida que la fuerza boyante se intensifica, mientras que las de temperatura tienden a reducirse. Tendencias análogas han sido descritas por otros autores [You et al., 2003, Carr et al., 1973].

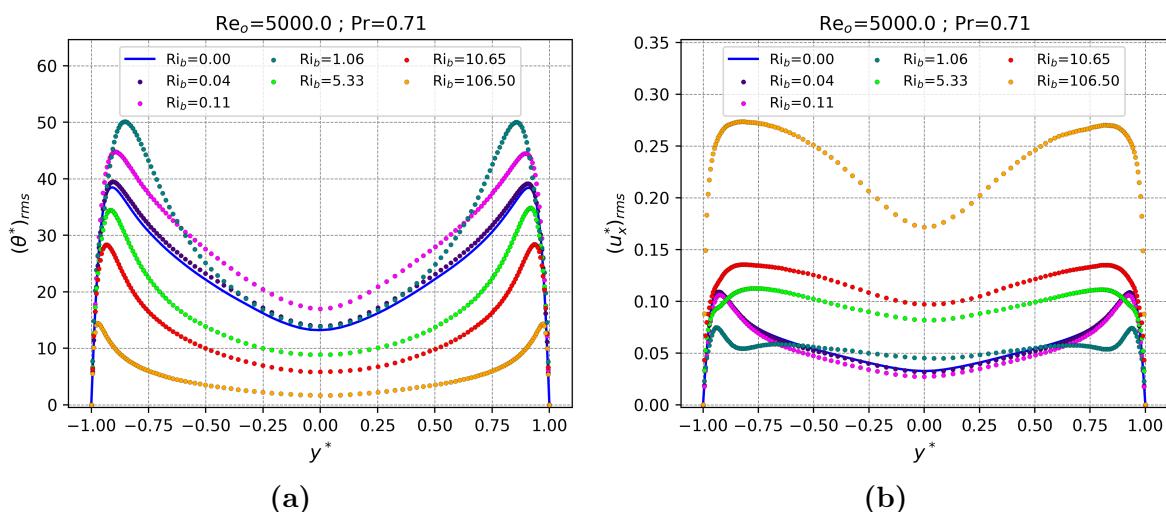


Figura 5.3: Fluctuaciones RMS: (a) velocidad en la dirección de la corriente y (b) temperatura adimensional.

Como se aprecia en la Figura 5.3b, la aparición de la fuerza boyante de baja intensidad realtiva produce primero una leve estabilización del flujo, evidenciada por una disminución de aproximadamente un 40 % en los máximos de $(u_x^*)_{rms}$ próximos a las paredes. En contraste, las fluctuaciones de temperatura T aumentan debido al incremento del flujo de calor impuesto y sus máximos se desplazan hacia el centro del canal, favorecidos por una relativa y débil redistribución causada por la turbulencia. Para $Ri_b=5.33$ la fuerza boyante adquiere mayor preponderancia y las fluctuaciones de velocidad crecen en todo el ancho del canal; por ejemplo, en el caso de $Ri_b=10.65$ el valor en el centro es un 100 % mayor respecto al caso con $Ri_b=1.06$. Este incremento de la agitación dinámica redistribuye las fluctuaciones de temperatura, que disminuyen la magnitud adimensional respecto al caso de convección forzada (Figura 5.3a).

5.2.3. Flujos turbulentos de calor

En la Figura 5.4a se expone el perfil de la correlación $\langle u_x'^* \theta'^* \rangle$. Esta cantidad corresponde al flujo de calor turbulento *streamwise* que surge a raíz del desarrollo de la ecuación de conservación de energía promediada [Kundu et al., 2016, Pope, 2001], y puede interpretarse como el calor transportado por las estructuras producidas por el flujo turbulento.

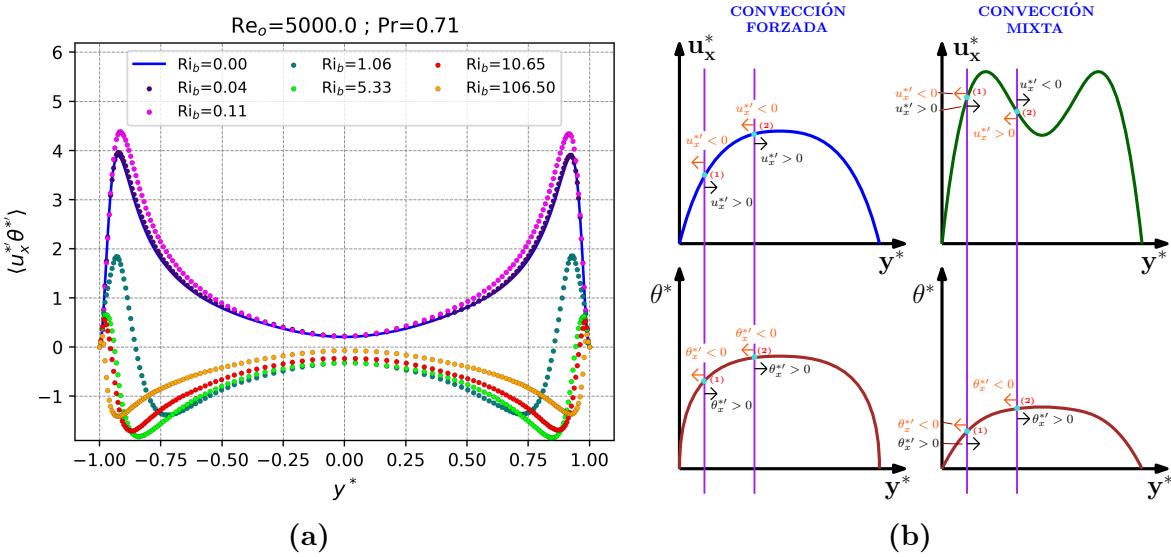


Figura 5.4: (a) Flujo de calor turbulento en la dirección de la corriente. (b) Esquemá de perfiles de temperatura y velocidad para convección forzada y mixta. Aquí los desplazamientos dy^* hacia la izquierda (derecha) están representados con flechas anaranjadas (negras).

En el seno del canal se aprecia una diferencia marcada entre el caso forzado y aquellos muy próximos a este ($Ri_b=0.04, 0.11$), y el resto de casos. Esta disparidad se puede entender cualitativamente a través de los perfiles de u_x^* y θ^* . Para ello, en la Figura 5.4b se muestran los perfiles esquemáticos de ambas magnitudes para los regímenes de convección forzada y mixta:

- **Cerca la pared:** analizando el caso forzado, si una partícula de fluido próxima a la pared (punto (1)) se desplaza un diferencial dy^* a la izquierda, se produce una fluctuación negativa en la velocidad ($u_x^{*'} < 0$), y esto ocasiona que la misma se traslade de una zona más fría a una más caliente, y por lo tanto, experimenta una fluctuación negativa en su temperatura adimensional ($\theta_x^{*'} < 0$) que se traduce en una correlación positiva $\langle u_x^{*'} \theta_x^{*'} \rangle > 0$.

Por otro lado, si la partícula de fluido se desplaza un diferencial dy^* a la derecha, se genera una fluctuación positiva en la velocidad ($u_x^{*'} > 0$) y la misma se desplaza de una región caliente a una más fría, y en consecuencia $\theta_x^{*'} > 0$ es positiva y se produce nuevamente una correlación positiva.

La situación es completamente análoga para el caso de convección mixta.

- **Cerca del centro del canal:** En el caso de convección forzada la situación es idéntica: un desplazamiento dy^* a la izquierda (derecha) desde una región cercana al centro (punto (2)) da lugar a una fluctuación negativa (positiva) de la velocidad y la partícula se traslada de una región más fría (caliente) a una más caliente (fría) y nuevamente la correlación resulta positiva.

Por cuál, en el caso forzado se tiene una correlación positiva global que es consistente con lo que se observa en la Figura 5.4a.

Sin embargo, si uno realiza el mismo análisis para el caso de convección mixta, ocurre lo contrario, en otras palabras, un desplazamiento dy^* a la izquierda (derecha) produce una fluctuación positiva (negativa) de la velocidad y la partícula se traslada de una región más fría (caliente) a una más caliente (fría) que da como resultado una fluctuación negativa de la temperatura adimensional en ambas situaciones y por lo tanto, en el seno del canal, la correlación $\langle u_x^{*'} \theta^{*'} \rangle$ es negativa en consonancia con los observado en los perfiles.

A partir del análisis anterior, se puede afirmar, que la disparidad del comportamiento entre ambos regímenes de convección es consecuencia del cambio de la concavidad del perfil de velocidad en el seno del canal, debido al aumento de la fuerza boyante.

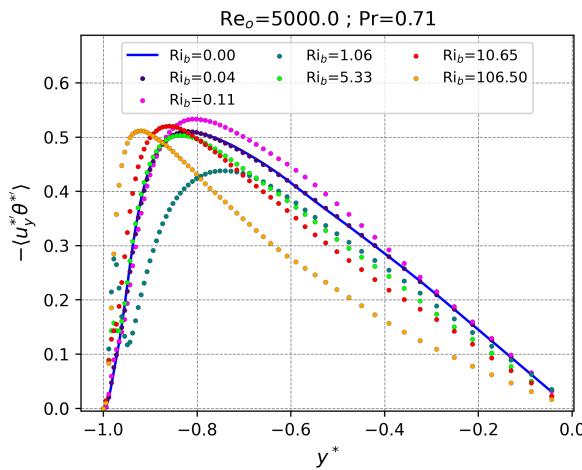


Figura 5.5: Flujo de calor turbulento en la dirección normal a la pared.

Por último, en la Figura 5.5 se expone el perfil del flujo de calor turbulento en la dirección normal a la pared: $-\langle u_y^{*'} \theta^{*'} \rangle$. Considerando nuevamente el conjunto (I), se observa como los máximos cercanos a la pared tienden a desplazarse hacia el seno del canal. Un comportamiento similar se observa en otro trabajo [You et al., 2003]. Por otro lado, en el conjunto (II), los máximos tienden a desplazarse hacia la pared. Asimismo, muy próximo a la pared, para los casos con $Ri_b=0, 0.04, 0.11, 10.65, 106.5$ el perfil se comporta de forma monótona creciente, mientras que en el resto de casos ($Ri_b=1.06, 5.33$) se observa un máximo y un mínimo local.

5.3. Comparación entre casos de distinto Prandtl

En esta sección se comparan los casos con $Re_o=5000$ y $Pr=0.071, 0.71$. La Figura 5.6 muestra los perfiles de velocidad media expresados en unidades de pared (*wall units*). En la subcapa viscosa ($y^+ < 5$) la velocidad puede aproximarse por

$$\langle u_x^+ \rangle \simeq y^+ + \mathcal{O}[(y^+)^2],$$

según Pope [Pope, 2001]. Esta ley, conocida como ley de pared (*Wall-Law*), se indica en la Figura 5.6a con la línea negra de referencia. En dicha región las tensiones de Reynolds son

despreciables frente a las tensiones viscosas, de modo que el perfil depende casi exclusivamente de la distancia normalizada a la pared. Como puede verse, todos los casos, independientemente del número de Prandtl y de la fuerza boyante, siguen de cerca esta aproximación lineal, lo que confirma la validez de la ley en la subcapa viscosa.

Por otra parte, en la región logarítmica (*log-law region*), en condiciones de convección forzada, la velocidad media en la dirección de la corriente se alinea perfectamente con la ley logarítmica clásica [Kawamura et al., 2000] como se observa en la Figura 5.6b. Sin embargo, esta ley ya no es válida al considerar la flotabilidad tal como señalan otros autores [Zhou et al., 2024].

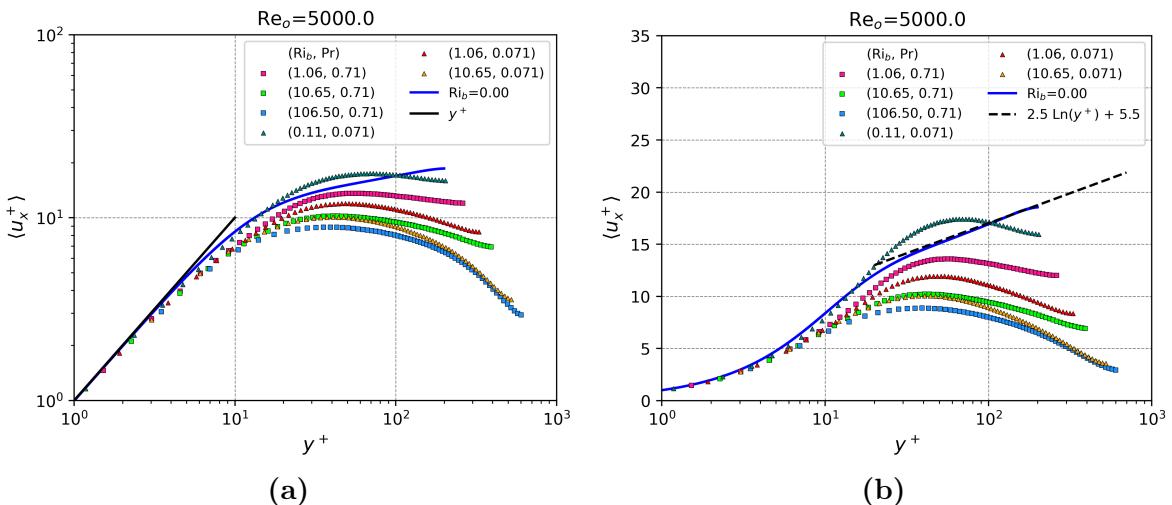


Figura 5.6: Perfiles medios de velocidad en unidades de pared para $Re_o=5000$ y $Pr=0.071$, 0.71 , y distintos valores de Ri_b . (a) *Wall-Law*. (b) *Log-Law*.

La Figura 5.7 muestra los perfiles de temperatura adimensional media en unidades de pared. Cerca de la pared, la variación de la temperatura puede aproximarse por la relación lineal [Kawamura et al., 1998]

$$\langle \theta^* \rangle \simeq Pr y^+,$$

representada en la Figura 5.7a con líneas negras. Los resultados confirman esta ley para ambos números de Prandtl, aunque con distintos alcances: para el caso de $Pr=0.071$ la validez se extiende hasta $y^+ \approx 30$, en concordancia con el trabajo de Zhou et al. [Zhou et al., 2024]. Sin embargo, para $Pr=0.71$ se reduce a $y^+ \approx 7$. La diferencia recae en que, en fluidos con menor difusividad térmica (Prandtl más bajo), el transporte de calor por conducción domina durante una mayor distancia normalizada desde la pared, retrasando la aparición del régimen convectivo predominante [Abregu et al., 2023].

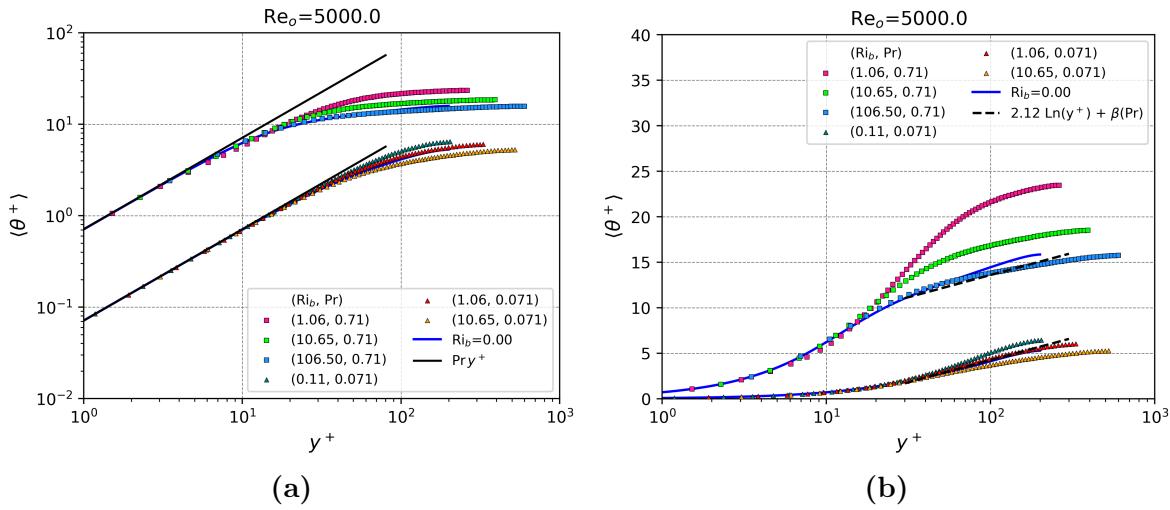


Figura 5.7: Perfiles medios de temperatura adimensional en unidades de pared para $Re_o=5000$ y $Pr=0.071, 0.71$, y distintos valores de Ri_b . **(a)** *Wall-Law*. **(b)** *Log-Law*.

En la región logarítmica, la ley logarítmica dada por la formulación de Kader [Kader, 1981] se muestra en la Figura 5.7b. Para $Pr=0.71$ la ley discrepa tanto para convección forzada como para aquellos casos de convección mixta, sin embargo, para $Pr=0.071$ se aprecia un buen acuerdo para el caso de convección forzada y el caso correspondiente a $Ri_b=1.06$ cuya validez está entorno a $30 < y^+ < 200$.

5.4. Número de Nusselt

Desde una perspectiva ingenieril, el número de Nusselt (Nu) es un indicador clave de la eficiencia de la transferencia de calor. Su definición se presenta en la ecuación 5.1, donde $\langle \theta_b \rangle$ es la temperatura *bulk* (ecuación 5.2).

$$\text{Nu} = \frac{hL}{k} = \frac{2d}{k} \frac{q_w''}{\langle \theta_b \rangle} = \frac{4}{3} \frac{\text{Re}_o \text{Pr}}{\langle \theta_b^* \rangle} \quad (5.1)$$

$$\langle \theta_b \rangle = \frac{\int_{-d}^{+d} \langle u_x \theta \rangle dy}{\int_{-d}^{+d} \langle u_x \rangle dy} = \frac{\int_{-d}^{+d} \langle u_x \theta \rangle}{2d U_b} \quad (5.2)$$

La Figura 5.8a muestra los valores de Nu obtenidos en función del número de boyancia Bo (ecuación 5.3), que cuantifica la relación entre las fuerzas boyantes y la fuerza impulsora de la convección forzada. Estos resultados se comparan con la correlación de Jackson et al. [Jackson et al., 1989] (ecuación 5.4). Los valores de Nu se normalizan con el valor correspondiente a convección forzada pura, Nu_{fc} , evaluado mediante la correlación de Dittus-Boelter [Incropera et al., 2006]. También se añaden datos provenientes de simulaciones DNS [You et al., 2003] que se alinean con la misma tendencia.

En la Figura 5.8b se presenta un gráfico de paridad entre $\text{Nu}_{\text{DNS}}/\text{Nu}_{\text{DB}}$ (eje x) y $\text{Nu}_{\text{corr}}/\text{Nu}_{\text{DB}}$ (eje y). La línea negra indica el acuerdo perfecto ($y = x$) y las líneas azules punteadas delimitan la banda de $\pm 2\sigma$ (con $\sigma=0.158$). La concentración de puntos dentro de esta banda confirma que la correlación de Jackson reproduce con buena precisión los valores simulados.

A partir de la Figura 5.8a se distinguen tres regiones:

- $\text{Bo} \lesssim 3,5 \times 10^{-6}$: Nu se mantiene muy próximo al valor de Nu_{fc} ; el efecto de la fuerza boyante es despreciable y domina la convección forzada [Li et al., 2021].
- $10^{-6} \lesssim \text{Bo} \lesssim 3 \times 10^{-5}$: Nu desciende y luego se recupera, indicando una zona donde la transferencia de calor empeora respecto al caso puramente forzado.
- $\text{Bo} \gtrsim 3 \times 10^{-5}$: Nu crece de forma marcada, impulsado por la mayor relevancia de la convección natural.

$$\text{Bo} = \frac{Gr^*}{\text{Re}_D^{3,425} \text{Pr}^{0,8}} \quad (5.3)$$

$$\frac{\text{Nu}}{\text{Nu}_{fc}} = \left| 1 - 8 \times 10^4 \text{Bo} \left(\frac{\text{Nu}}{\text{Nu}_{fc}} \right)^{-2} \right|^{0,46} \quad (5.4)$$

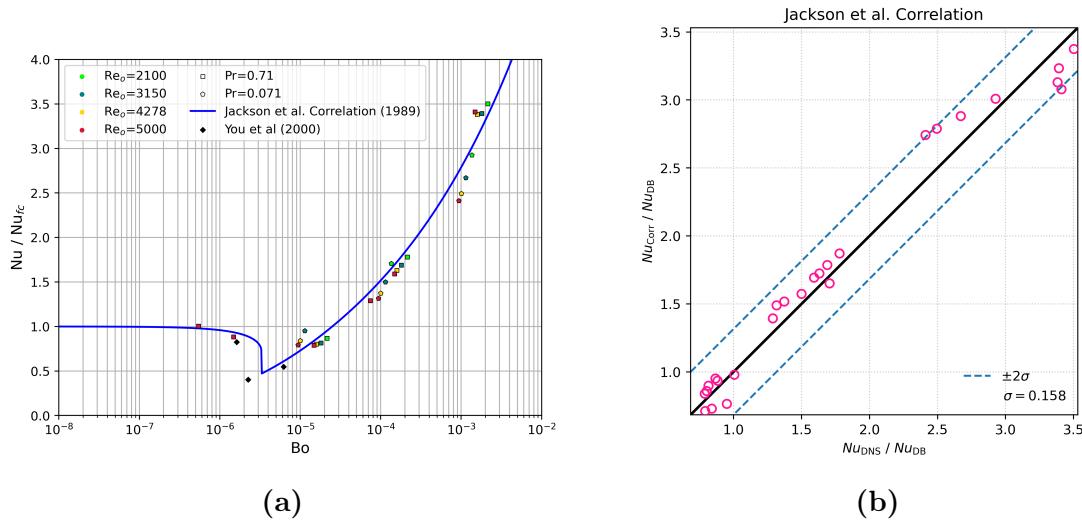


Figura 5.8: (a) Número de Nusselt normalizado vs Bo; (b) paridad con la correlación de Jackson *et al.*

La disminución de Nu al aumentar la fuerza boyante puede entenderse a partir del perfil de velocidad en la dirección del flujo. Como se menciona en la sección 5.2.1, cuando la convección natural y forzada actúan en la misma dirección, el fluido se acelera junto a las paredes y, por conservación de masa, se desacelera en la región central. En virtud de esta premisa, es posible acercarse a un entendimiento cualitativo. De acuerdo al modelo de Prandtl [Prandtl, 1942], la transferencia de calor se divide en dos mecanismos principales: (i) conducción en la subcapa viscosa y (ii) flujo de calor turbulento normal a la pared, $q_y'' = \langle u_y^* \theta^* \rangle$. Algunos autores [Aicher and Martin, 1997, Hall and Jackson, 1969] sugieren que en el borde de la subcapa viscosa, q_y'' es proporcional a la producción de turbulencia, cuya principal contribución recae en la producción por cizalla \mathcal{P} (*Shear-Production*). Sin embargo, también debe considerarse (aunque en menor medida) la contribución de la producción por boyanca \mathcal{B} (*Buoyancy-Production*). Los términos \mathcal{P} y \mathcal{B} provienen del balance de energía cinética turbulenta k (véase el Apéndice A). El primero puede relacionarse con la diferencia de velocidades entre el centro del canal y la zona próxima a la pared, es decir, a un gradiente de velocidades.

Así, es posible apreciar un rango de Ri_b , correspondiente al intervalo $10^{-6} \lesssim Bo \lesssim 3 \times 10^{-5}$ en la Figura 5.8a, para los cuales la aceleración inducida por la boyanca produce que esta diferencia de velocidades, o bien sea cero, o bien sea muy pequeña (Figura 5.2a). Como consecuencia, disminuyen la producción turbulenta, el flujo de calor turbulento y, por lo tanto, Nu. Cuando la fuerza boyante continúa creciendo más allá de este intervalo, el gradiente de velocidad vuelve a incrementarse, la producción de turbulencia se intensifica y tanto q_y'' (Figura 5.5) como Nu aumentan nuevamente.

Esta última cuestión puede confirmarse al observar las Figuras 5.9a y 5.9b donde se exponen los perfiles medios de \mathcal{P} y \mathcal{B} , respectivamente, de los casos con $Re_0=5000$ y $Pr=0.71$. Se aprecia que para valores moderados bajos de Ri_b los perfiles tienden a decaer cerca de la pared, reduciendo la producción de turbulencia. Además, en general, se observa que la magnitud \mathcal{B} es al menos un orden de magnitud menor que la producción \mathcal{P} y porque su rol no es

tan relevante en la producción total de turbulencia.

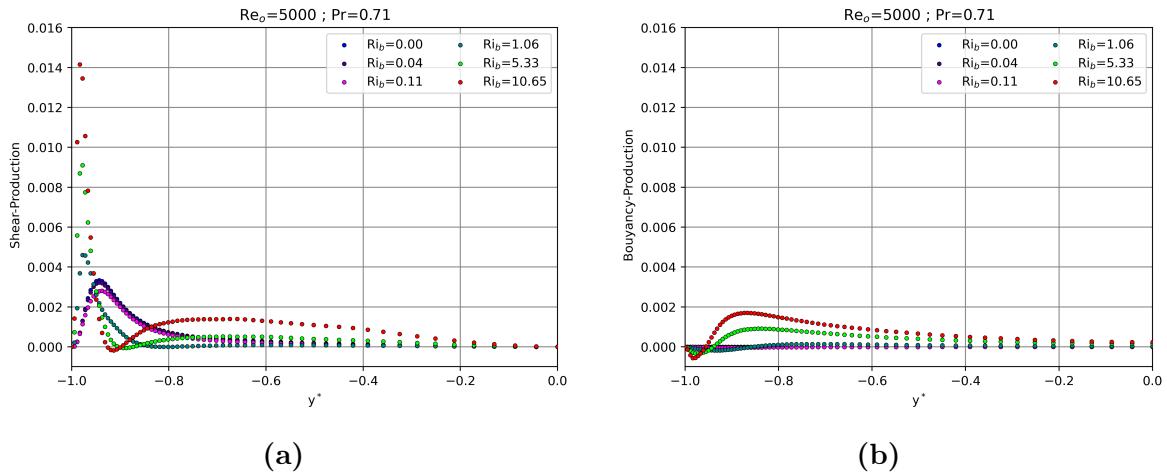


Figura 5.9: Producción de energía cinética turbulenta: (a) componente por cizalla \mathcal{P} y (b) contribución de la fuerza boyante \mathcal{B} .

En la definición de Nu, se puede apreciar su dependencia con el número de Reynolds y el número de Prandtl, y además, también es posible inferir su dependencia con la fuerza boyante. Para entender esto último, se retoma con los conjuntos definidos en la sección 5.2.1. En el primer conjunto la transferencia de calor por convección se deteriora, mientras que en el segundo conjunto dicha transferencia se recupera e incluso mejora respecto al caso de convección forzada pura (véase los puntos representados con cuadrados rojos en la Figura 5.8a). Estas observaciones, que no resultan intuitivas a primera vista, se esclarecen al examinar la Figura 5.10, donde se representa el perfil medio $\langle u_x^* \theta^* \rangle$. El número de Nusselt es inversamente proporcional a $\langle \theta_b^* \rangle$ (ecuación 5.1), magnitud que depende del comportamiento de $\langle u_x^* \theta^* \rangle$. En consecuencia, con el aumento de la boyancia, la magnitud $\langle u_x^* \theta^* \rangle$ tiende primero a aumentar (conjunto (I)) y luego a disminuir (conjunto (II)), lo que conduce a una reducción y posterior aumento de Nu, respectivamente.

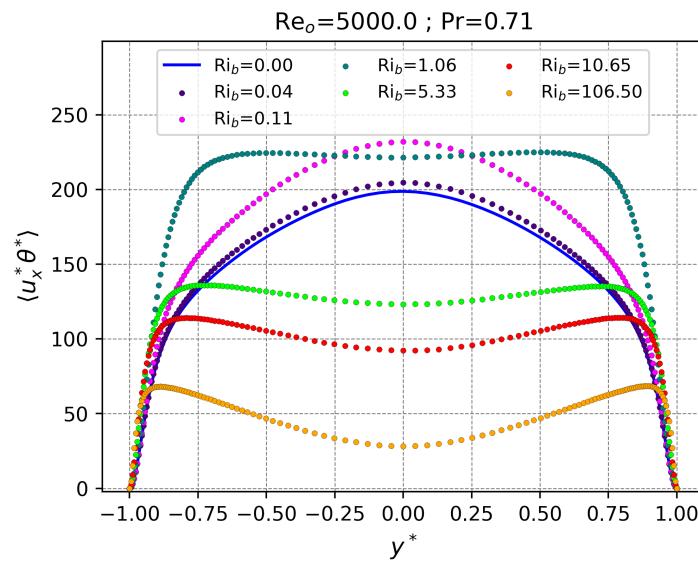


Figura 5.10: Perfil de la magnitud media $\langle u_x^* \theta^* \rangle$.

5.5. Factor de Fricción de Darcy

En esta sección se analizan los resultados del coeficiente de fricción de Darcy. El mismo se define por la relación

$$f = 8 \frac{\overline{\tau_w}}{\rho U_b^2} = \frac{18}{\text{Re}_o} \left. \frac{d\langle u_x^* \rangle}{dy} \right|_{wall}. \quad (5.5)$$

La Figura 5.11a recoge los valores de f obtenidos en nuestras simulaciones DNS para una amplia gama de números de Boyanca (ecuación 5.3). Se incluyen, además, datos experimentales de Parlatan et al. [Parlatan et al., 1996] y de DNS de You et al. [You et al., 2003]. La coincidencia de tendencias entre los tres conjuntos de datos es favorable. Por otro lado, la literatura ofrece pocas correlaciones para f (o para el factor de Fanning) en flujo turbulento completamente desarrollado bajo régimen de convección mixta. Partiendo del planteo de Easby *et al.* [Easby, 1978], se propone una nueva forma funcional, dada por la ecuación 5.6, cuyos parámetros se ajustan con nuestros resultados.

$$f_{corr} = C_1 + C_2 \text{Bo}^n \quad (5.6)$$

$$C_1 = 0,03071701 \quad ; \quad C_2 = 10,03126205 \quad ; \quad n = 0,56152207$$

La Figura 5.11b muestra el gráfico de paridad f_{DNS} frente a f_{corr} . La desviación estándar es $\sigma=0.018$ y el total de nuestros puntos se sitúa dentro de la banda de error, lo que confirma la fiabilidad de la correlación incluso al compararla con los datos de referencia externos.

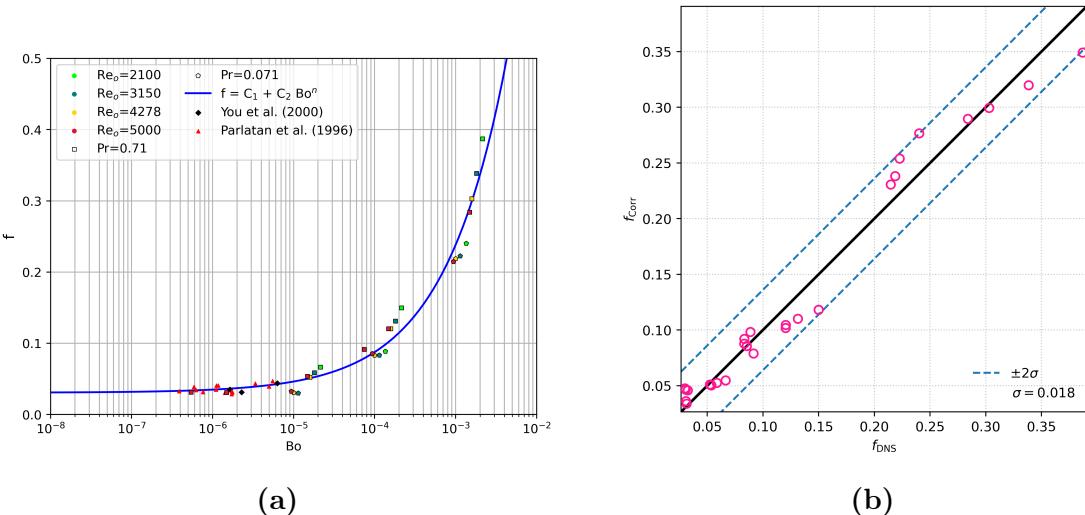


Figura 5.11: Coeficiente de fricción de Darcy vs Bo y correlación propuesta; el ajuste reproduce los datos DNS/experimentales con $\sigma = 0.018$.

El incremento de f con la boyanca parece, a priori, contraintuitivo: al actuar la fuerza boyante en la misma dirección del flujo cabría esperar menores pérdidas de carga. Sin embargo, los perfiles de velocidad mostrados en la sección 5.2.1 evidencian que la boyanca acelera el fluido en las zonas próximas a la pared, lo que incrementa la pendiente $d\langle u_x^* \rangle / dx^*$ y, por

ende, la tensión cortante media $\overline{\tau_w}$. Esta pérdida de carga por fricción se equilibra con la fuerza volumétrica producida por el cambio de densidad, y con la fuerza externa necesaria para mantener un caudal constante.

5.6. Sumario de los principales hallazgos

- **Perfiles de velocidad:** la fuerza boyante genera perfiles tipo “M” y desplaza el máximo de $\langle u_x \rangle$ hacia la pared.
- **Perfiles de temperatura:** Para flujos con $Rib > 1$ la mezcla inducida por la flotación tiende a “aplanar” el perfil de la temperatura media adimensional y reduce su fluctuaciones en el núcleo del canal.
- **Efecto del Prandtl:** para $Pr=0.071$ la ley de pared de temperatura, $\langle \theta^* \rangle \simeq Pr y^+$, se mantiene hasta $y^+ \approx 30$, mientras que para $Pr=0.71$ termina a $y^+ \approx 7$ mostrando la influencia de Pr en la capa conductiva.
- **Degradación y mejora de Nu:** existe un intervalo $10^{-6} \lesssim Bo \lesssim 3 \times 10^{-5}$ donde Nu se reduce, y fuera de él, la transferencia se recupera y supera al caso puramente forzado.
- **Mecanismo energético:** la caída de Nu coincide con una disminución en la producción de turbulencia cerca de la pared.
- **Factor de Darcy creciente:** pese a la asistencia de la boyancia, el gradiente de velocidad en la pared aumenta y eleva el factor de Darcy; la correlación $f_{corr} = C_1 + C_2 Bo^n$ reproduce los datos simulados propios, y los datos de referencia, con buena fidelidad.

Capítulo 6

Convección Mixta En Transición Laminar-Turbulenta

El presente capítulo examina la transición laminar-turbulenta en convección mixta en un canal de placas paralelas mediante simulaciones numéricas directas (DNS). El mismo se organiza en tres partes: (i) una exploración de condiciones iniciales para dos valores del número de Richardson *bulk* (casos A y B), (ii) un análisis detallado del caso A-C10 y (iii) un análisis detallado del caso B-C2. Este ordenamiento permite evaluar la sensibilidad del proceso transitorio a la naturaleza de la perturbación inicial y contrastar la dinámica de transición bajo diferentes intensidades de fuerza boyante.

En ambos ensayos, se consideran magnitudes globales y campos instantáneos: la energía cinética turbulenta (TKE) y la varianza de la temperatura adimensional; perfiles de velocidad y de temperatura adimensional en instantes representativos; y el factor de fricción de Darcy y número de Nusselt. Este conjunto de métricas permite vincular la cinemática de la transición con su impacto termo-hidrodinámico y con el acercamiento a los estados de referencia de convección forzada y mixta completamente desarrollados.

En el caso A-C10 ($Ri_b=0.04$), la inestabilización requirió combinar perturbaciones bidimensionales y tridimensionales. Su evolución temporal se caracteriza por múltiples máximos locales de TKE separados por valles intermedios, junto con una convergencia térmica más lenta: Nu permanece cercano al valor laminar durante una ventana temporal amplia, tras lo cual crece de manera monótona sin evidenciar, dentro del horizonte simulado, una convergencia plena a la referencia de convección mixta.

En contraste, para el conjunto B con $Ri_b=1.06$, las configuraciones consideradas exhiben un crecimiento pronunciado seguido de un régimen asintótico común, con colapso de las curvas de TKE y Re_τ . Con este criterio, B-C2 se selecciona como caso representativo: una onda puramente bidimensional resulta suficiente para capturar la dinámica esencial del proceso transitorio y permite la comparación directa con A-C10.

6.1. Exploración de casos

Como se ha mencionado en los Capítulos 1 y 2, la convección mixta en canales ha sido investigada exhaustivamente debido a sus múltiples aplicaciones de interés. Sin embargo, la transición laminar-turbulenta en convección mixta apenas ha sido objeto de investigación. En la bibliografía reciente existen escasos trabajos, uno de ellos es el de Chen y Chung [Chen and Chung, 2003], donde se analiza el fenómeno de transición temporal.

Por esta razón, se realiza primero una exploración numérica que permita identificar combinaciones de perturbaciones capaces de inducir la inestabilidad del flujo. Se seleccionan dos números de Richardson *bulk* que corresponden a soluciones desarrolladas con diferentes características: una levemente afectada por la fuerza boyante y la otra con perfiles de velocidad y temperatura claramente influidos por la flotación. Estos corresponden a los casos A y B de la Tabla 6.1, respectivamente, y en ambos se considera $\text{Re}_o=5000$ y $\text{Pr}=0.71$.

El mecanismo de inestabilización se construye a partir de condiciones iniciales de acuerdo a las ecuaciones 2.41 - 2.43 seleccionando distintos números de onda y amplitudes (véase Sección 2.4.3). Los autovalores, y sus autofunciones asociadas, se obtuvieron mediante el análisis de estabilidad lineal descrito en el Capítulo 2, utilizando la herramienta OSMC descrita en el Capítulo 3. El espectro de autovalores y las autofunciones empleadas se encuentran disponibles en el Apéndice D. Por otro lado, para decidir si una perturbación arbitraria es capaz de inestabilizar el flujo se estudia la evolución temporal de las siguientes magnitudes:

- la energía cinética turbulenta, TKE o k , definida en el Capítulo 2:

$$k = \frac{1}{2} [\langle u_x^{*'} u_x^{*'} \rangle + \langle u_y^{*'} u_y^{*'} \rangle + \langle u_z^{*'} u_z^{*'} \rangle]$$

- y el número de Reynolds de fricción

$$\text{Re}_\tau = \frac{u_\tau d}{\nu},$$

donde u_τ es la velocidad de fricción [Pope, 2001].

Caso	Ri_b	Ra
A	0.04	65
B	1.06	17750

Tabla 6.1: Parámetros adimensionales de los dos casos elegidos.

Aclaración Importante. En las siguientes secciones, el lector hallará gráficas con la evolución temporal de las magnitudes Re_τ , TKE, varianza de la temperatura, número de Nusselt (Nu) y factor de fricción de Darcy (f). En ellas, aparecen representados valores constantes mediante líneas a trazos cuyas etiquetas contienen los subíndices “Init” y “Dev”. El primer subíndice corresponde al cálculo de las magnitudes antes mencionadas empleando los

perfíles de las condiciones iniciales ($t^* = 0$); el segundo corresponde al cálculo de las magnitudes empleando los perfíles del flujo turbulento completamente desarrollado, presentados en el Capítulo 5.

Dado que los perfíles en $t^* = 0$ son muy similares a los perfíles del flujo base laminar, los valores de Re_τ , Nu y f calculados con la condición inicial son equivalentes a los calculados en el régimen laminar¹. Por otro lado, los valores de TKE y la varianza de la temperatura se aproximan utilizando las autofunciones $\{\hat{v}_x, \hat{v}_y, \hat{v}_z, \hat{\theta}\}$ que aparecen en las expresiones de las perturbaciones. Esto surge de considerar lo siguiente:

$$\xi'(x^*, y^*, z^*, t^* \approx 0) \approx \tilde{\xi}(x^*, y^*, z^*, t^* = 0) = \hat{\xi}(y^*) e^{i(\alpha x^* + \beta z^*)},$$

donde $\tilde{\xi}$ representa una perturbación arbitraria y $\hat{\xi}$ su amplitud asociada. De esta manera, los valores de TKE y $\langle \theta'^* \theta'^* \rangle$ se estiman mediante las relaciones 6.1 y 6.2 donde $\tilde{\mathbf{v}}$ y $\tilde{\varphi}$ están dadas por las ecuaciones 2.42 y 2.43, respectivamente.

$$\text{TKE} \simeq \frac{1}{2} \int [\tilde{\mathbf{v}} \cdot \tilde{\mathbf{v}}] dx^* dy^* dz^* \quad (6.1)$$

$$\langle \theta'^* \theta'^* \rangle \simeq \int [\tilde{\varphi}]^2 dx^* dy^* dz^* \quad (6.2)$$

6.1.1. Caso A ($\text{Ri}_b=0.04$)

En la Figura 6.1 se expone la evolución en el tiempo de TKE y Re_τ para las distintas condiciones iniciales consideradas. Los parámetros asociados a las perturbaciones de dichas condiciones se resumen en la Tabla 6.2. Adicionalmente, se añaden los valores asociados al caso turbulento completamente desarrollado (línea a trazos roja).

Las condiciones iniciales de los cuatro primeros ensayos, de A-C1 a A-C4, se construyen empleando únicamente una onda bidimensional y un mismo conjunto de autofunciones cuya parte imaginaria del autovalor ($\lambda_{2D}=1.212 + 0.037 j$) es la cota superior² de todo el espectro de autovalores asociado. Por otro lado, se varían las amplitudes 2D utilizadas: al aumentar A_{2D} del 1 % al 6 % (Tabla 6.2) no se logra gatillar la transición. En su lugar, el efecto que se logra es la traslación (adelanto) del máximo en la TKE desde $t^* \approx 140$ hasta $t^* \approx 80$. En todos los casos, luego de crecer y alcanzar un valor máximo, la TKE retorna a niveles cercanos a su valor inicial ($t^* = 0$). Por su parte, los valores de Re_τ permanecen prácticamente constante hasta $t^* \approx 100$ donde comienza un descenso de la magnitud y posteriormente tiende a recuperarse y evolucionar, aparentemente, hacia su estado inicial. Sin embargo, como lo que se busca es una transición temprana del flujo, se opta por finalizar las simulaciones de estos ensayos.

Por otro lado, se trata de inducir la inestabilidad empleando otras autofunciones. Se conserva la amplitud (6 %) y se utilizan autofunciones de modos menos inestables (véase

¹En efecto, este cálculo se realizó. Luego, se comparó el valor calculado de estas magnitudes utilizando la condición inicial por un lado, y la solución laminar, por el otro. Los resultados arrojados son completamente consistentes.

²Esto se conoce como modo más inestable [Schmid and Henningson, 2002].

Tabla 6.2 y Apéndice D). Estos casos corresponden a los ensayos A-C7 y A-C8. En ambos, la TKE crece hasta un máximo absoluto, que continua con un segundo máximo local de menor intensidad y finaliza con una pequeña replica de aún menor intensidad (aproximadamente un orden de magnitud menor) para luego retornar a valores próximos al estado inicial. El comportamiento descrito es similar en ambos casos, con la diferencia que en el ensayo A-C7 la dinámica se retrasa respecto a la de A-C8³. El retraso en la dinámica se aprecia al comparar ambos máximos absolutos: para A-C7 el máximo se encuentra en $t^* \approx 340$, mientras que para A-C8 está ubicado en $t^* \approx 180$. Por su parte, el descenso de Re_τ se retrasa en ambos casos, siendo más extenso en el ensayo A-C7. Luego, en ambos ensayos, el sistema adquiere una nueva condición de flujo que, al menos hasta el tiempo simulado, es distinto del estado inicial. No obstante, no se ha encontrado indicios de que una transición temporal temprana vaya a ocurrir.

El uso exclusivo de ondas bidimensionales resulta, aparentemente, insuficiente para desencadenar la transición del flujo. Por ello, resulta necesario buscar otra estrategia o herramienta que nos permita inestabilizar al mismo. Se procede entonces a emplear una combinación de ondas bidimensionales y tridimensionales para construir una perturbación que pueda reproducir la inestabilidad secundaria (Sección 2.4.3). En este sentido, las condiciones iniciales de los ensayos A-C9 y A-C10 se construyen empleando la combinación de una onda 2D ($A_{2D} = 6\%$ y mismas autofunciones de los casos A-C7 y A-C8, respectivamente) con dos ondas 3D oblicuas ($A_{3D} = 1\%$).

En una primera etapa, tanto la energía cinética turbulenta como el Re_τ reproducen el mismo comportamiento que ocurre para los ensayos A-C7 y A-C8. Posteriormente, para $t^* \gtrsim 395$ (A-C9) y $t^* \gtrsim 340$ (A-C10), los casos se despegan y experimentan un crecimiento brusco seguido de un pico y un ligero descenso. Luego, las magnitudes se sostienen en el tiempo entorno al valor del caso completamente desarrollado; es decir, no decaen como en los casos anteriores. Esto indica el comienzo de la transición hacia un régimen turbulento, y para estos dos ensayos simulados, se observa que la combinación de ondas 2D y 3D resulta exitosa para inestabilizar el flujo.

Caso representativo. El ensayo **A-C10** se elige como referencia para la discusión detallada (Sección 6.2) ya que se logra una transición temprana del flujo ($t^* \approx 300$) que fue claramente inducida y además que se sostiene en el tiempo ($t^* > 400$).

³Esta cuestión coincide con el hecho de que la parte imaginaria del autovalor correspondiente a A-C7 es mayor que el de A-C8.

Tabla 6.2: Parámetros de las condiciones iniciales para el caso A ($Re_o = 5000$, $Pr = 0.71$, $Ri_b = 0.04$).

Nomenclatura	α	β	A_{2D} [%]	A_{3D} [%]	λ_{2D}	λ_{3D}
A-C1	1.12	0	1	0	$1.212 + 0.037 j$	-
A-C2	1.12	0	2	0	$1.212 + 0.037 j$	-
A-C3	1.12	0	4	0	$1.212 + 0.037 j$	-
A-C4	1.12	0	6	0	$1.212 + 0.037 j$	-
A-C7	1.12	0	6	0	$0.472 - 0.104 j$	-
A-C8	1.12	0	6	0	$0.385 - 0.124 j$	-
A-C9	1.12	2.1	6	1	$0.472 - 0.104 j$	$0.575 - 0.095 j$
A-C10	1.12	2.1	6	1	$0.385 - 0.124 j$	$0.563 - 0.095 j$

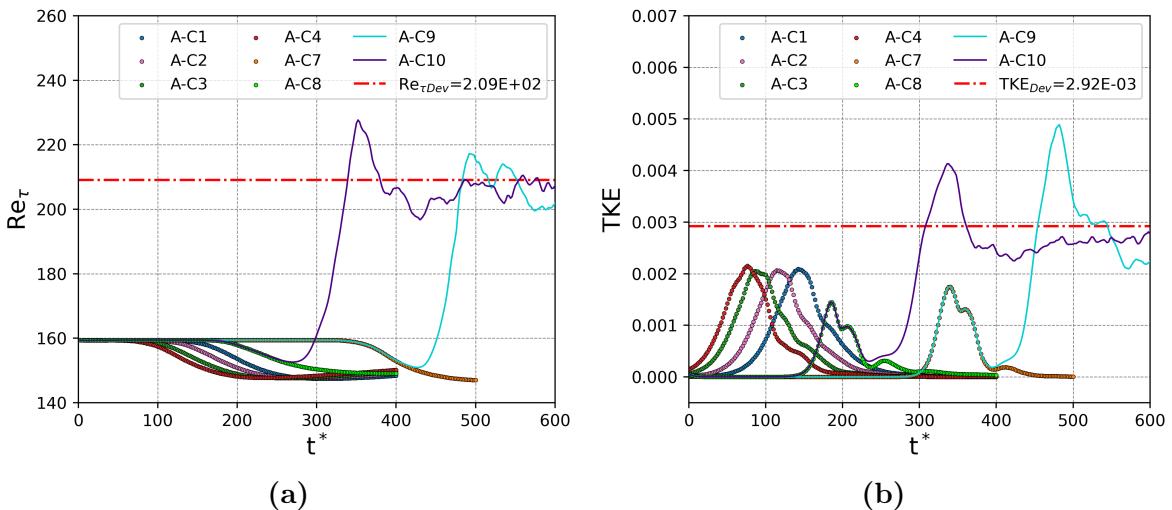


Figura 6.1: Evolución temporal de (a) Re_τ y (b) TKE para las distintas condiciones iniciales del caso A.

6.1.2. Caso B ($Ri_b=1.06$)

Los parámetros de las perturbaciones utilizadas para la construcción de las condiciones iniciales, se resumen en la Tabla 6.3. Las condiciones iniciales de los ensayos B-C2 y B-C3 utilizan únicamente una onda bidimensional ($A_{2D} = 2\%$) con diferente autovalor y autofunción, mientras que B-C4 y B-C5 añaden una combinación de ondas oblicuas 3D de pequeña amplitud ($A_{3D} = 0.4\%$). En la Figura 6.2 se expone la evolución en el tiempo de TKE y Re_τ para las distintas condiciones iniciales consideradas.

En los cuatro ensayos, todas las perturbaciones mencionadas gatillan la transición del flujo. Tanto la energía cinética turbulenta como el Re_τ experimentan un crecimiento abrupto en una etapa muy temprana de la transición. En el caso de Re_τ , los máximos se alcanzan para $t^* \lesssim 60$. En particular, en el ensayo B-C4, el pico se produce casi en la mitad del tiempo ($t^* \approx 25$) que en el resto de los ensayos. Esta cuestión coincide con el hecho de que la parte imaginaria del autovalor 2D es positiva en comparación al resto de casos que resulta negativa;

es decir, se tiene un modo que es más inestable. Luego, para $t^* \gtrsim 150$, el Re_τ decae y mantiene entorno a un valor próximo a 270, lo que indica que se ha alcanzado un nuevo estado de flujo. De acuerdo a la linea a trazos (negra) graficada, correspondiente al flujo turbulento del caso completamente desarrollado, se puede afirmar que el flujo transicionó hacia un regimen turbulento.

Por otro lado, cabe destacar que en los ensayos del Caso A (que lograron inestabilizarse y, por lo tanto, transicionar) el Re_τ aumenta inicialmente, alcanza un valor máximo, luego desciende ligeramente y finalmente se estabiliza en torno a un valor superior al del estado inicial. En cambio, en los ensayos del Caso B, el Re_τ también crece y alcanza un pico, pero posteriormente desciende de manera considerable hasta situarse por debajo del valor inicial.

Por su parte, la evolución de la TKE comparte ciertos rasgos a los descritos para Re_τ . En el ensayo B-C4, el pico se alcanza casi en la mitad del tiempo que en el resto de casos ($t^* \approx 50$); para $t^* \gtrsim 100$, la energía cinética se reduce y permanece entorno a un valor constante, $k \approx 0.002$, próximo al valor del caso completamente desarrollado, corroborando que efectivamente el sistema ha alcanzado un estado de flujo turbulento. Un detalle interesante es que, mientras en la TKE el máximo alcanzado en el ensayo B-C4 supera al de los demás casos, en el Re_τ ocurre lo contrario: el pico correspondiente al caso B-C4 resulta menor que en los demás. Por último, para el tiempo adimensional considerado, todas las curvas colapsan, indicando que la dinámica final del sistema, en el estado estadísticamente estacionario, no depende de la perturbación inicial impuesta.

Caso representativo. En todos los ensayos del Caso B se logra que el sistema transicione al régimen turbulento. En cada uno se observa un crecimiento, un pico y un decaimiento que tiende al estado turbulento. Se elige el ensayo B-C2 ya que su transicion se alcanza con una perturbacion bidimensional únicamente.

Tabla 6.3: Parámetros de las condiciones iniciales para el caso B ($\text{Re}_o = 5000$, $\text{Pr} = 0.71$, $\text{Ri}_b = 1.06$).

Nomenclatura	α	β	A_{2D} [%]	A_{3D} [%]	λ_{2D}	λ_{3D}
B-C2	1.12	0	2	0	0.800 - 0.495 j	-
B-C3	1.12	0	2	0	2.853 - 0.107 j	-
B-C4	1.12	2.1	2	0.4	2.315 + 0.424 j	1.721 + 0.235 j
B-C5	1.12	2.1	2	0.4	2.853 - 0.107 j	1.550 + 0.023 j

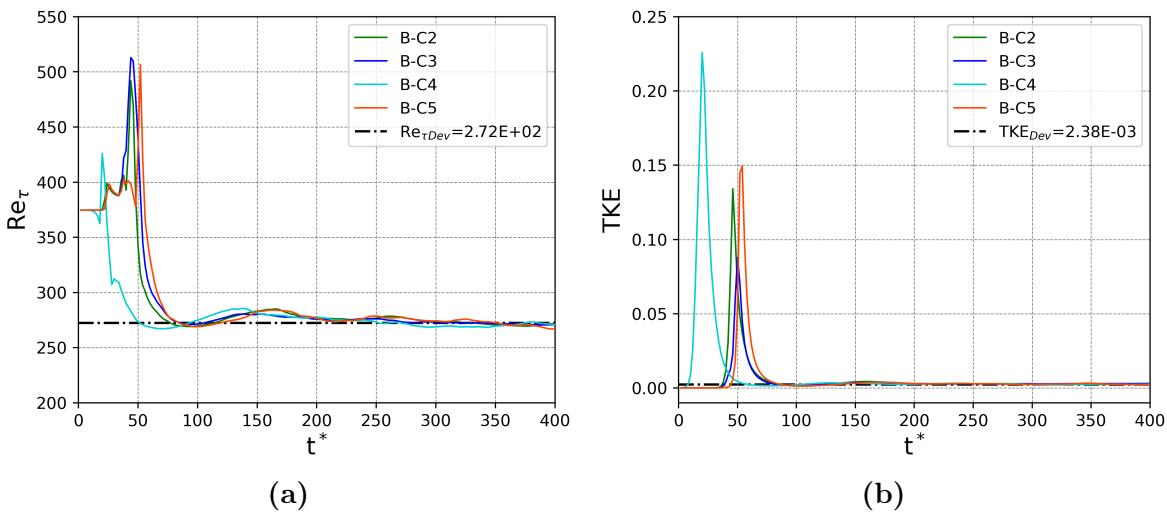


Figura 6.2: Evolución temporal de (a) Re_τ y (b) TKE para las distintas condiciones iniciales del caso B.

6.2. Análisis detallado del caso A-C10

6.2.1. TKE y Varianza de la temperatura adimensional

En las Figuras 6.3a y 6.3b se observan cuatro zonas bien diferenciadas en la evolución temporal conjunta de ambas magnitudes (curva roja), que se comparan con los valores constantes asociados a la condición inicial y al flujo turbulento completamente desarrollado.

- **Zona I ($0 \lesssim t^* \lesssim 150$).** Ambas magnitudes experimentan un leve descenso al inicio, luego permanecen prácticamente constantes, sin incrementos ni descensos, y posteriormente se produce un aumento hasta que recuperan sus valores iniciales. En este tramo, ambas magnitudes permanecen por debajo de los valores completamente desarrollados del caso turbulento correspondiente.
- **Zona II ($150 \lesssim t^* \lesssim 234$).** La energía cinética turbulenta presenta dos máximos locales bien definidos en torno a $t^* \approx 186$ y $t^* \approx 206$, separados por un valle intermedio. Por su parte, la varianza de la temperatura experimenta una evolución similar en el mismo intervalo temporal: crece tres órdenes de magnitud, presenta un máximo local, desciende hasta un valle y crece hasta un segundo máximo de menor intensidad. Luego, ambas magnitudes descienden parcialmente antes de volver a crecer.
- **Zona III ($234 \lesssim t^* \lesssim 338$).** Tanto la TKE, como $\langle \theta'^*\theta'^* \rangle$ crecen de forma sostenida, con un cambio de pendiente que ocurre alrededor de $t^* \approx 276$. Luego, la TKE alcanza un máximo absoluto entorno a $t^* \approx 338$ ($k_{max} \approx 4.1 \times 10^{-3}$) y la varianza alcanza su máximo absoluto cerca de $t^* \approx 320$ con un valor alrededor de $\langle \theta'^*\theta'^* \rangle \approx 2 \times 10^4$.
- **Zona IV ($t^* \gtrsim 338$).** En una primera etapa, la energía cinética turbulenta desciende desde su valor máximo hasta quedar por debajo del valor constante del caso turbulento

completamente desarrollado; posteriormente, aumenta y oscila entorno a dicho valor, dentro del rango $(2.5\text{--}3.5) \times 10^{-3}$. Por su parte, la varianza de la temperatura desciende de manera gradual, acercándose al valor de referencia del caso turbulento desarrollado. La tasa de decrecimiento es más pronunciada en el intervalo $400 \lesssim t^* \lesssim 800$, mientras que se atenúa para $t^* \gtrsim 800$.

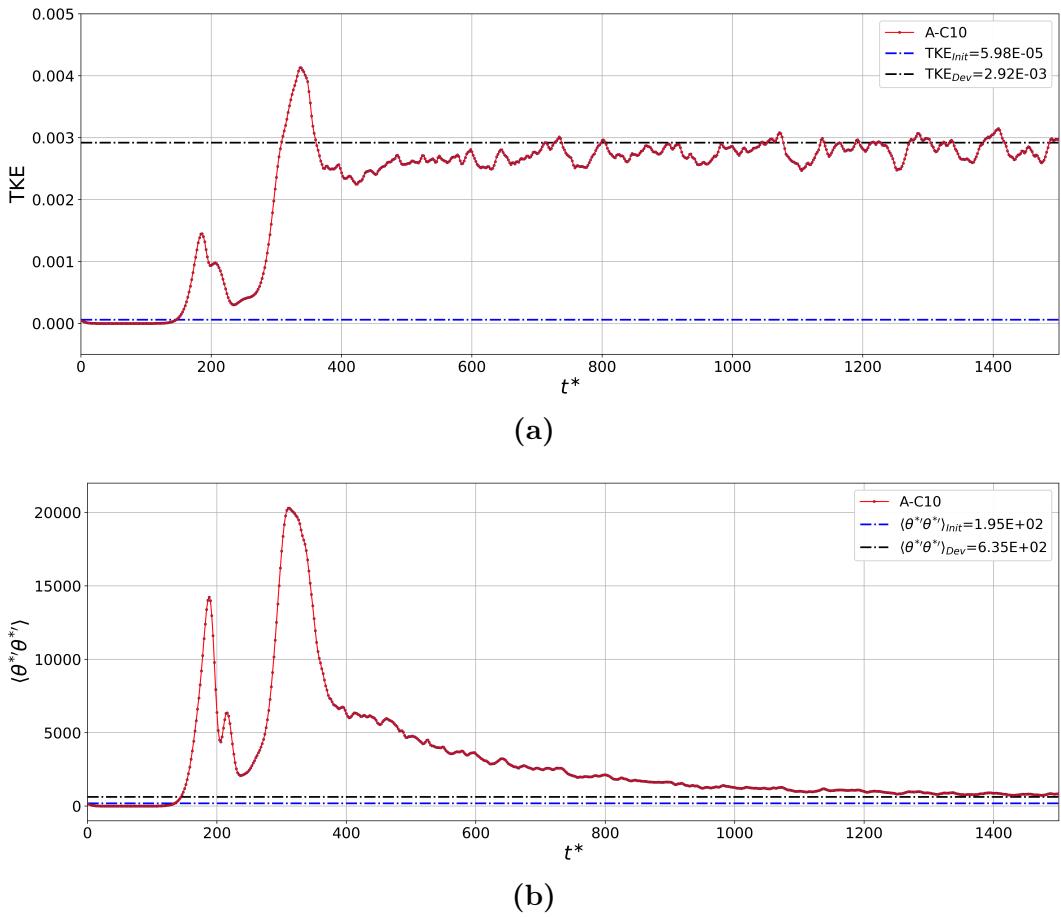


Figura 6.3: Evolución temporal de (a) la energía cinética turbulenta y (b) la varianza de la temperatura, para el caso A-C10.

6.2.2. Perfiles de velocidad y temperatura

En las Figuras 6.4a y 6.4b se muestran, respectivamente, los perfiles de velocidad y temperatura adimensional para $t^* = 2, 186, 206, 338, 750, 1500$ (de izquierda a derecha). A modo de referencia, se incluye el perfil correspondiente al flujo turbulento completamente desarrollado. Los instantes elegidos abarcan la etapa laminar inicial ($t^* = 2$), los máximos locales ($t^* \approx 186$ y $t^* \approx 206$), el máximo absoluto de la TKE y dos tiempos en los que el flujo ya es turbulento.

La perturbación impuesta modifica el perfil de velocidad que en un inicio tiene forma de “M” (véase Sección 4.1.3). A medida que el flujo evoluciona, se observa que en $t^* \approx 186$ y $t^* \approx 206$, si bien los perfiles conservan la simetría, no mantienen su forma característica inicial. Asimismo, próximo a $t^* \approx 338$, se observa una aparente pérdida en la simetría del perfil.

En una etapa ya turbulenta, los perfiles se aproximan al perfil del flujo completamente desarrollado. Los perfiles de temperatura adimensional siguen una evolución análoga: se deforman manteniendo su simetría, la cuál parece desvanecerse momentáneamente en $t^* \approx 338$, para luego tender hacia el perfil del caso desarrollado. Una cuestión importante, al inspeccionar los perfiles de velocidad y temperatura, recae en el hecho de que el desarrollo de la parte hidrodinámica pareciera estar ligeramente acelerado con respecto a desarrollo térmico.

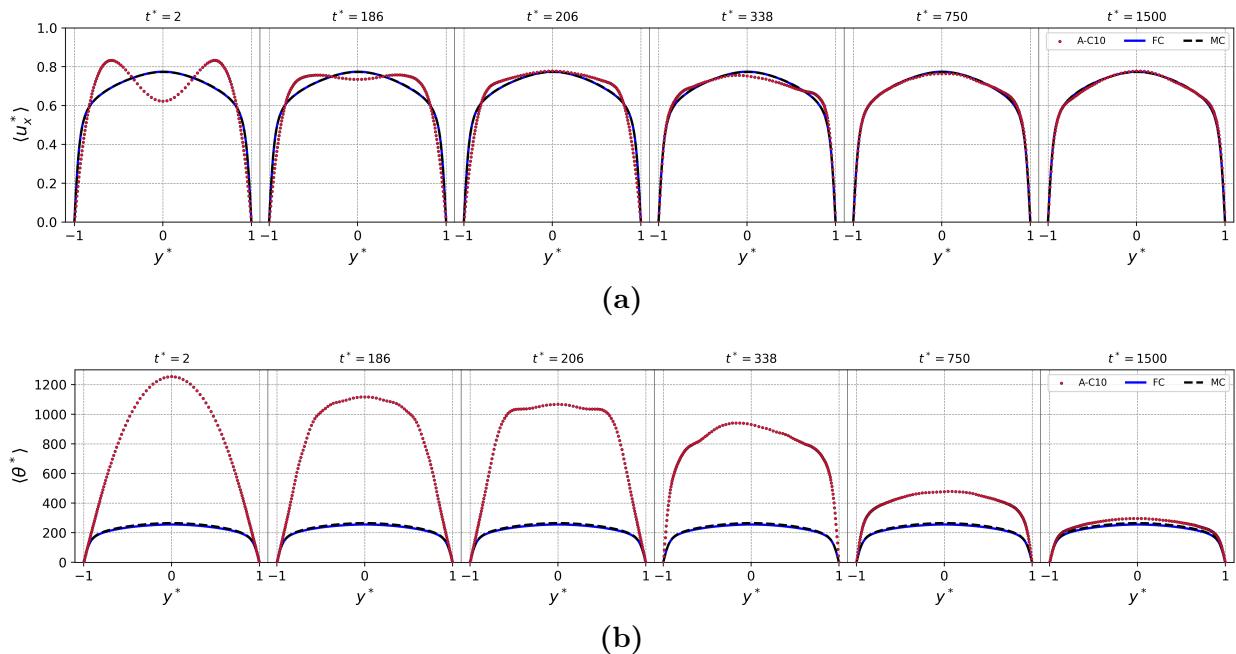


Figura 6.4: Perfiles de (a) velocidad y (b) temperatura adimensional para distintos instantes t^* correspondiente al caso A-C10.

Con el fin de entender la aparente pérdida de simetría observada en los perfiles del instante $t^* = 338$, resulta ilustrativo examinar las estructuras de vórtices del flujo. Dichas estructuras se obtienen mediante el “Criterio Q” [Hunt et al., 1988]; cabe destacar, que el próximo análisis tiene un enfoque cualitativo. En la Figura 6.5 se exponen capturas para tres tiempos distintos: $t^* = 186$ (Figuras 6.5a y 6.5b), $t^* = 338$ (Figuras 6.5c y 6.5d) y $t^* = 1500$ (Figuras 6.5e y 6.5f). En el primero, se observa una estructura coherente y ordenada, asociada las ondas TS; esto es consistente con el hecho de los que perfiles en la condición inicial, y antes del máximo absoluto de la TKE, tengan una simetría respecto a la dirección Y . El segundo instante, la capturas revelan una asimetría, esto es, se aprecia claramente que los vórtices cerca de la pared inferior (correspondiente a $y^* = -1$) son diferentes de aquellos en la pared superior (correspondiente a $y^* = +1$); también se observa que una mayor disposición de estructuras en la pared superior respecto a la inferior, esta asimetría en las estructuras da sustento a esa pérdida en la simetría de los perfiles de velocidad y temperatura antes mencionada. Un detalle particular es que si bien las estructuras son antisimétricas respecto a la dirección Y , también se aprecia que son simétricas respecto a la dirección Z : en este sentido se puede considerar que el flujo conserva cierto grado de orden. En el último instante, donde el flujo ya se ha desarrollado y se encuentra en estado estadísticamente estacionario, se observa que

las estructuras han dejado de ser coherentes y además, estas tienden a organizarse cerca de las paredes, en consistencia con los perfiles simétricos característicos de los flujos turbulentos completamente desarrollados.

Por último, es claro que las perturbaciones impuestas en la condición inicial desencadenan la acción de la turbulencia, que erosiona el estado ordenado del flujo laminar y favorece su transición hacia un flujo turbulento completamente desarrollado.

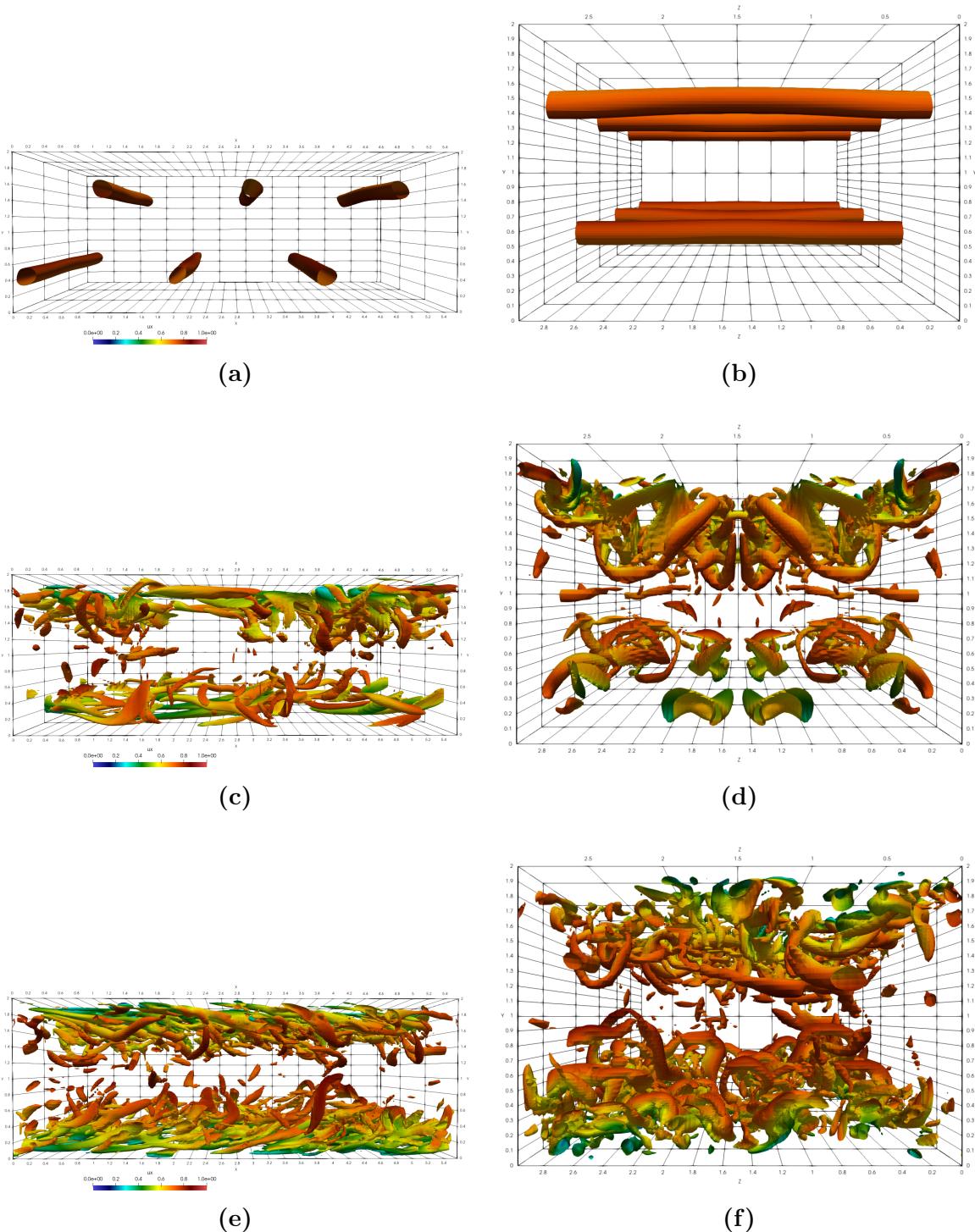


Figura 6.5: Capturas de las estructuras de vórtices para tres instantes de tiempo: $t^* = 186$ con $Q = 0.1$ ((a) y (b)), $t^* = 338$ con $Q = 0.5$ ((c) y (d)) y $t^* = 1500$ con $Q = 0.5$ ((e) y (f)). Aquí Q hace referencia al parámetro del Criterio Q.

6.2.3. Factor de fricción de Darcy y número de Nusselt

En la Figura 6.6a se presenta la evolución temporal del factor de fricción de Darcy. En la **Zona I** ($0 < t^* < 150$), f permanece prácticamente constante y coincide con el val-

or inicial/laminar (línea a trazos azul). En las **Zonas II y III**, y parte de la **Zona IV** ($150 \lesssim t^* \lesssim 352$), se observa primero una disminución suave hasta un mínimo de $f = 0,0167$ en $t^* \approx 270$, seguida de un incremento pronunciado que alcanza su máximo en $t^* \approx 352$ ($f \approx 0.037$). A partir de ese pico, y en el resto de la **Zona IV** ($t^* \gtrsim 352$), f desciende y se estabiliza en el intervalo $[0.0275, 0.033]$, próximo al valor de referencia del caso completamente desarrollado (línea a trazos negra). De esta forma, es posible distinguir con claridad la etapa transitoria y el posterior establecimiento de un régimen turbulento persistente.

Por último, la Figura 6.6b presenta la evolución temporal del número de Nusselt. El valor se mantiene prácticamente constante y coincidente con la solución laminar⁴ hasta $t^* \approx 300$. A partir de allí, crece de manera monótona hasta el final de la simulación. La tendencia apunta claramente al valor del caso turbulento completamente desarrollado en convección mixta; sin embargo, el tiempo físico simulado no resulta suficiente para garantizar la convergencia. Esta misma situación puede observarse en la varianza de la temperatura y en el perfil de temperatura para $t^* = 1500$ aunque no de manera tan marcada como en el caso de Nu. Esto sugiere que se requiere extender la simulación para que las magnitudes térmicas alcancen su estado estadísticamente estacionario.

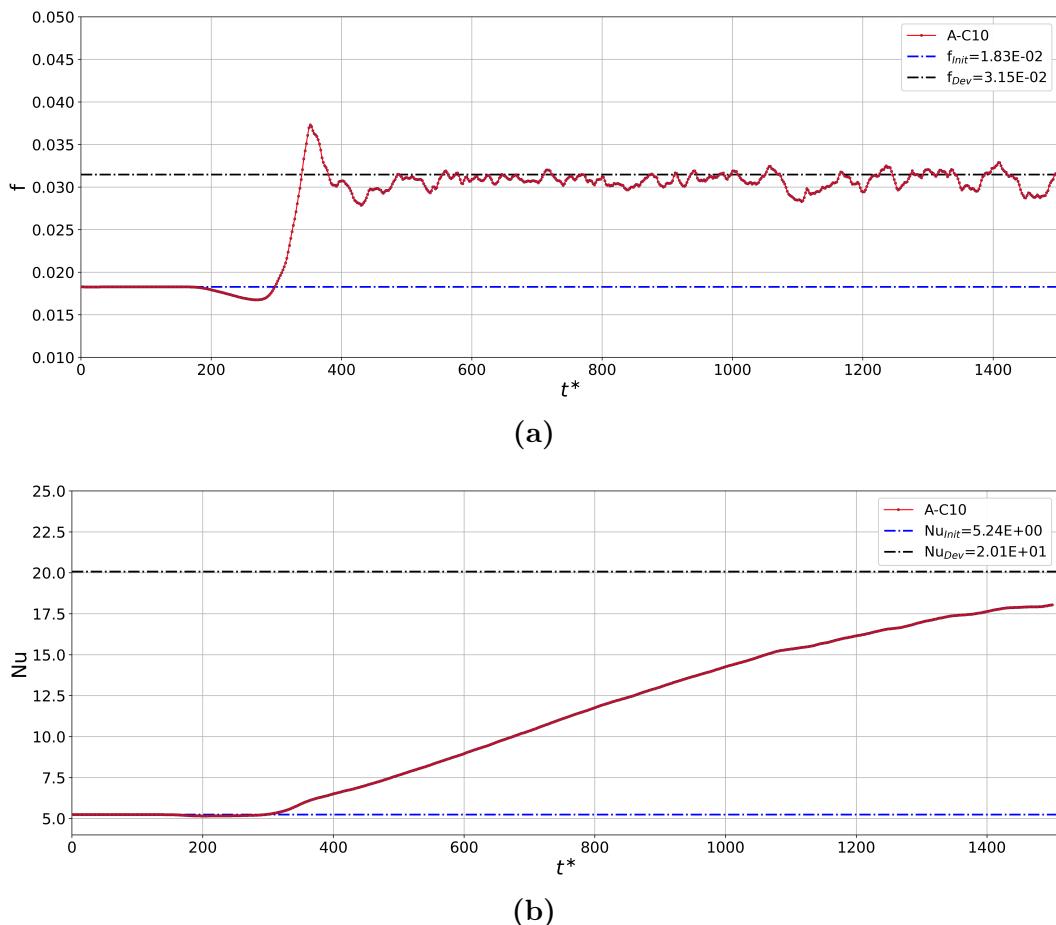


Figura 6.6: Evolución temporal de (a) factor de fricción de Darcy y (b) número de Nusselt, para el caso A-C10.

⁴Recuérdese que aquí el valor de Nu para la solución laminar y el obtenido con la condición incial son equivalentes.

6.3. Análisis detallado del caso B-C2

6.3.1. TKE y varianza de la temperatura adimensional

En las Figuras 6.7a y 6.7b se muestra la evolución temporal de la energía cinética turbulenta (TKE) y la varianza de la temperatura. En dicha evolución se distinguen tres regiones con dinámicas bien diferenciadas. Al igual que en el análisis anterior, se añaden valores constantes de referencia asociados al cálculo de dichas magnitudes empleando la condición inicial y el flujo turbulento en estado estadísticamente estacionario.

- **Zona I ($0 \lesssim t^* \lesssim 32$).** Ambas magnitudes se mantienen prácticamente constante y coinciden con su valor de referencia asociado a la condición inicial.
- **Zona II ($32 \lesssim t^* \lesssim 100$).** La TKE alcanza su máximo absoluto en $t^* \approx 46$ ($k_{\max} \approx 0.134$), superando en dos órdenes de magnitud al registrado en el caso A-C10. Por su parte, la varianza de la temperatura continúa creciendo hasta que alcanza su máximo absoluto en el mismo instante de tiempo que la TKE, con un valor $\langle \theta^* \theta^{*\prime} \rangle_{\max} \approx 8700$, siendo casi un orden de magnitud menor que en el caso A-C10. A partir de allí, ambas magnitudes decrecen sin retornar a los valores iniciales y tienden hacia el estado estadísticamente estacionario del correspondiente flujo turbulento.
- **Zona III ($t^* \gtrsim 100$).** En esta etapa, ambas magnitudes fluctúan entorno a las magnitudes constantes de referencia. La tendencia es clara, hacia el final de la simulación, el sistema converge hacia un nuevo estado de flujo, esto es, un régimen turbulento.

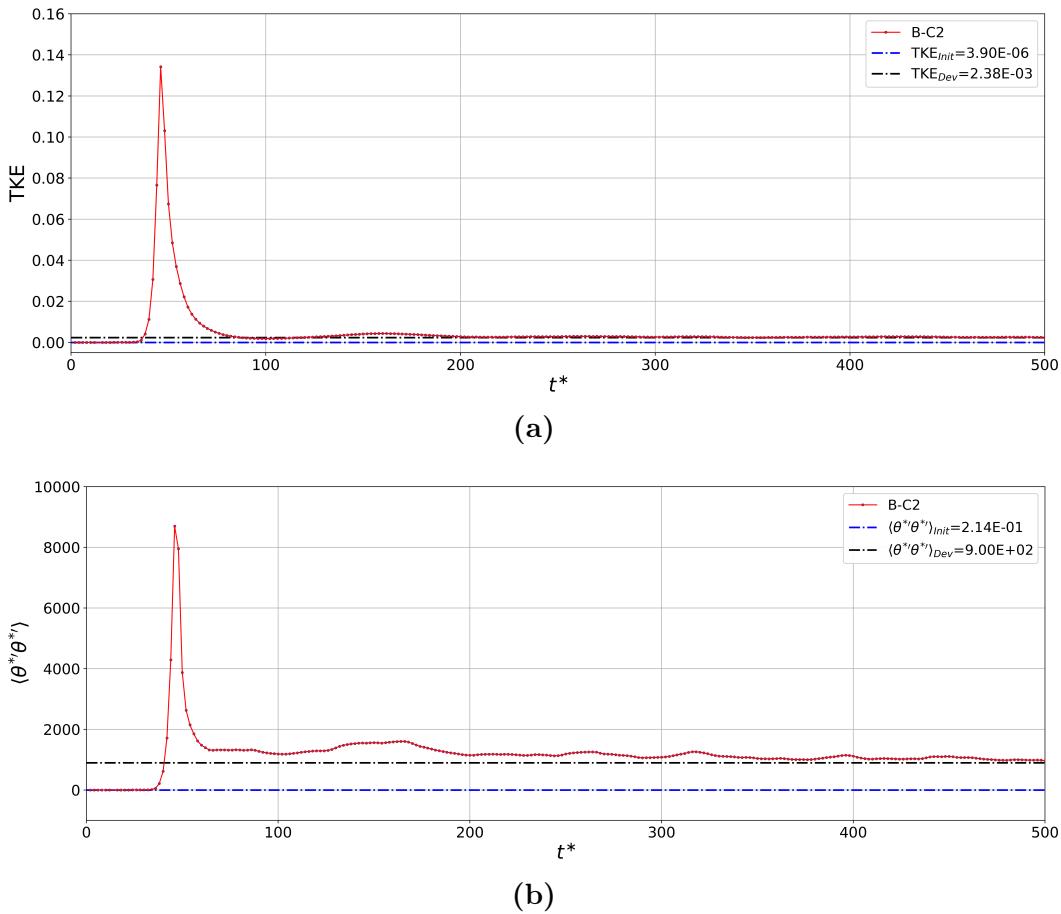


Figura 6.7: Evolución temporal de (a) la energía cinética turbulenta y (b) la varianza de la temperatura, para el caso B-C2.

6.3.2. Perfiles de velocidad y temperatura

En las Figuras 6.8a y 6.8b se presentan, respectivamente, los perfiles de velocidad y de temperatura adimensional para $t^* = 2, 46, 160, 500, 1000$ (de izquierda a derecha). Como referencia, se incluye el perfil correspondiente al flujo completamente desarrollado en convección mixta. La selección de tiempos abarca el régimen laminar inicial ($t^* = 2$), el máximo absoluto en $t^* \simeq 46$, el máximo local subsiguiente de mucho menor intensidad, en $t^* \simeq 160$, y dos instantes posteriores en los que el flujo ya se encuentra en régimen turbulento.

En la etapa inicial, el perfil exhibe la simetría característica de la solución laminar en forma de “M”. Entorno al máximo absoluto de la TKE, los perfiles se ensanchan levemente y muestran, nuevamente, una aparente pérdida de simetría. Asimismo, el valor de la pendiente en las paredes se incrementa ligeramente en ambas magnitudes, siendo este cambio casi imperceptible en el perfil de velocidad y más notorio en el perfil de temperatura. A medida que aumenta el tiempo, los perfiles de ambas magnitudes convergen hacia las soluciones de referencia del flujo completamente desarrollado en convección mixta. En comparación con el caso A-C10, el aumento de la fuerza boyante tiene por efecto acelerar la evolución del campo de temperaturas, favoreciendo una convergencia más rápida hacia el régimen de convección mixta.

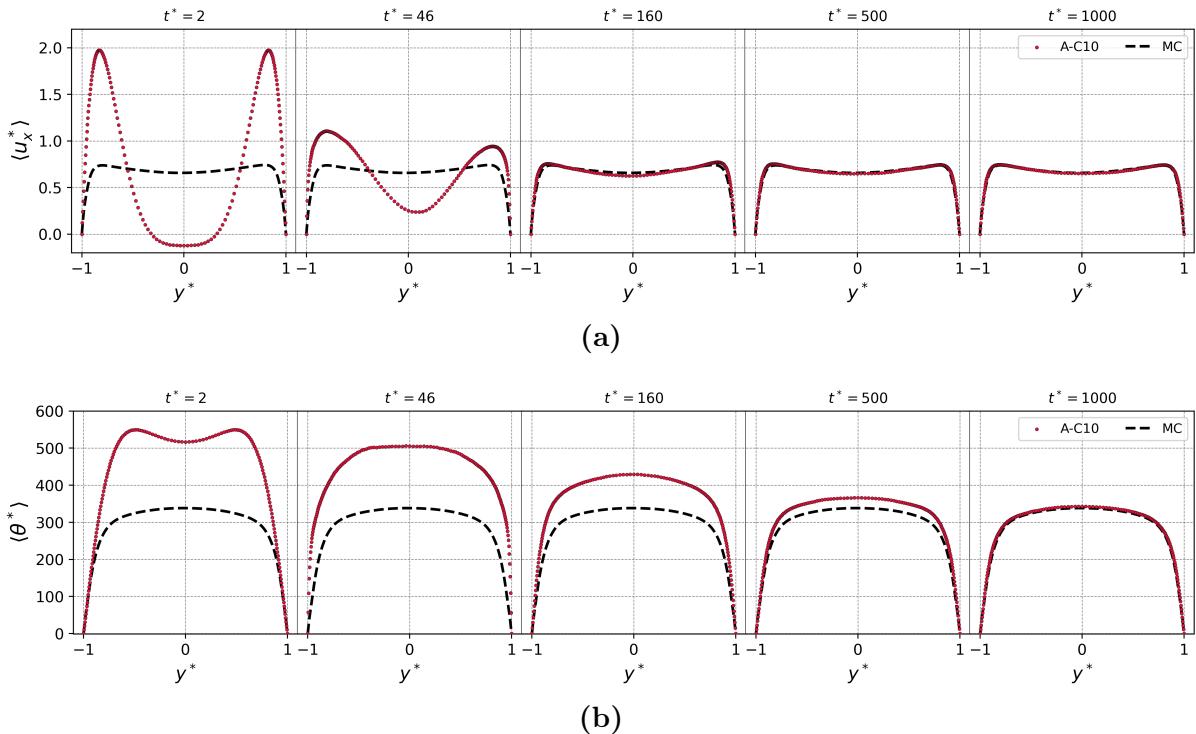


Figura 6.8: Perfiles de (a) velocidad y (b) temperatura adimensional para distintos instantes t^* correspondiente al caso B-C2.

Otra vez, con la intención de entender la aparente pérdida de simetría de los perfiles en el instante $t^* = 46$ se analizan las estructuras de vórtices mediante un enfoque cualitativo. En la Figura 6.9 se exponen capturas para tres tiempos distintos: $t^* = 2$ (Figuras 6.9a y 6.9b), $t^* = 46$ (Figuras 6.9c y 6.9d) y $t^* = 500$ (Figuras 6.9e y 6.9f). En el primer instante, se observa una estructura coherente y ordenada, asociada las ondas TS; esto es consistente con la simetría de los que perfiles en la condición inicial, y además, dichas estructuras se encuentran en posiciones muy cercana a las paredes que ocurre con los máximos del perfil de velocidad.

Luego, en segundo tiempo considerado, se observa la ausencia total de cualquier estructura coherente; en este punto, la turbulencia producida ha disipado las estructuras de mayor tamaño que pudiesen haberse originado en instantes previos. Sin embargo, al menos visualmente, pareciera que hay mayor cantidad de estructuras cerca de la pared inferior ($y^* = -1$) respecto a la pared superior ($y^* = +1$). En este sentido, dado que una mayor cantidad de vórtices promueve la mezcla homogénea de las cantidades, podría entenderse, al menos conceptualmente, porque el máximo del perfil de velocidad en $y^* = +1$, es menor respecto al otro.

Por su parte, en el último instante de tiempo considerado, asociado a un régimen turbulento en estado estadísticamente estacionario, también se observa la ausencia de estructuras coherentes. Además, viendo la coloración de las estructuras, se puede apreciar que las velocidades a lo largo de toda la dirección Y es homogénea, salvo en las paredes que es mayor, siendo consistente con el perfil de velocidad (Figura 6.8a).

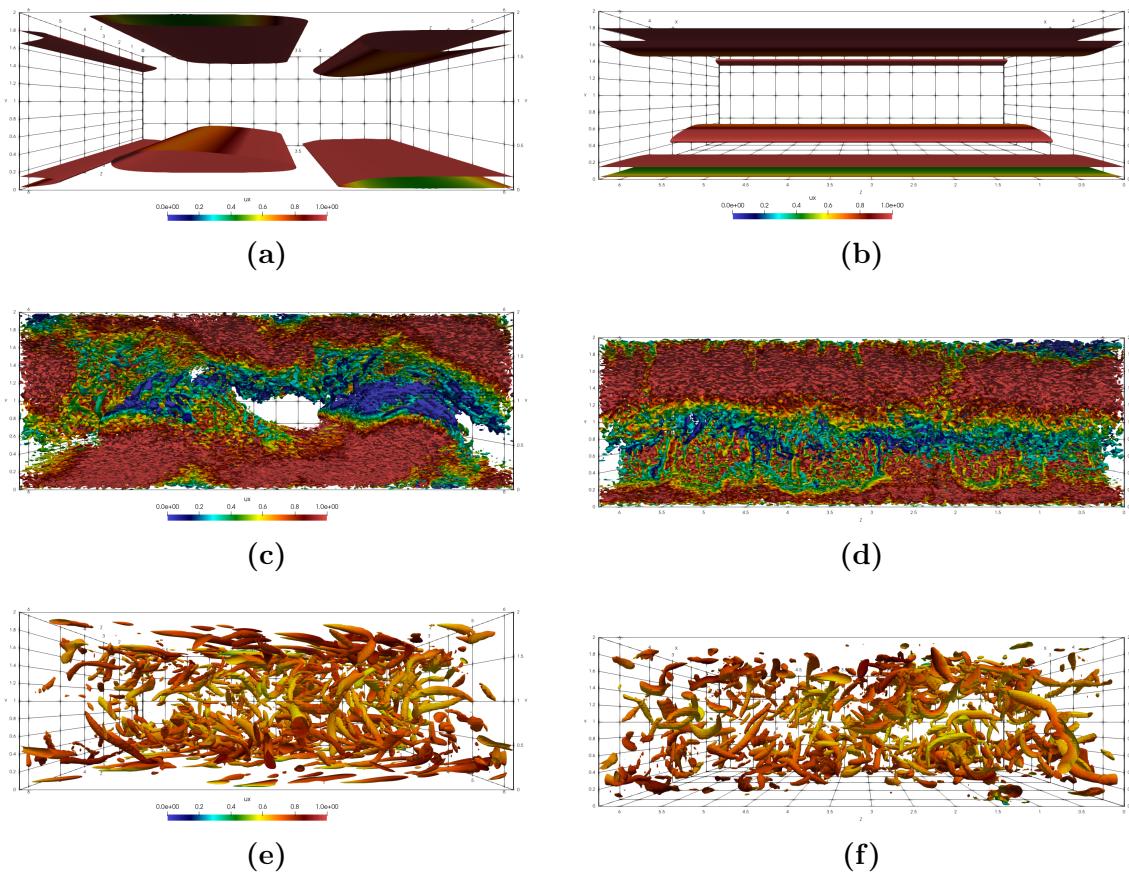


Figura 6.9: Capturas de las estructuras de vórtices para tres instantes de tiempo: $t^* = 2$ con $Q = 0.0005$ ((a) y (b)), $t^* = 46$ con $Q = 10$ ((c) y (d)) y $t^* = 500$ con $Q = 0.4$ ((e) y (f)). Aquí Q también hace referencia al parámetro del Criterio Q .

Resulta evidente que el efecto de la fuerza boyante impacta considerablemente en como el fluido evoluciona en el tiempo. Uno de los efectos más notables, como se menciona anteriormente, es la aceleración de la dinámica del sistema; esta se traduce en una convergencia al estado turbulento completamente desarrollado en menor tiempo.

6.3.3. Factor de fricción de Darcy y número de Nusselt

La Figura 6.10a muestra la evolución temporal del factor de fricción de Darcy, f . En las **Zonas I y II**, desde el inicio y hasta $t^* \approx 20$, f se mantiene próximo al valor laminar (línea verde punteada). Entre $t^* \approx 20$ y $t^* \approx 45$ se observan oscilaciones con picos sucesivos que culminan en un máximo global, $f_{\text{máx}} \approx 0.174$; a partir de ese punto, f decrece de manera pronunciada y cruza transitoriamente por debajo del valor laminar. En la **Zona III**, la curva permanece por debajo de la referencia de convección mixta completamente desarrollada y converge lentamente hacia valores próximos a 5.1×10^{-2} , aún muy por encima del correspondiente al flujo forzado desarrollado.

La Figura 6.10b indica que el número de Nusselt se mantiene cercano a la solución laminar (línea verde punteada) hasta $t^* \approx 46$, donde presenta un mínimo local en torno a 10.6. A partir de entonces, Nu crece de manera monótona y sostenida hasta aproximarse a la referencia de

convección mixta completamente desarrollada, y permanece por debajo del valor asociado al flujo forzado desarrollado.

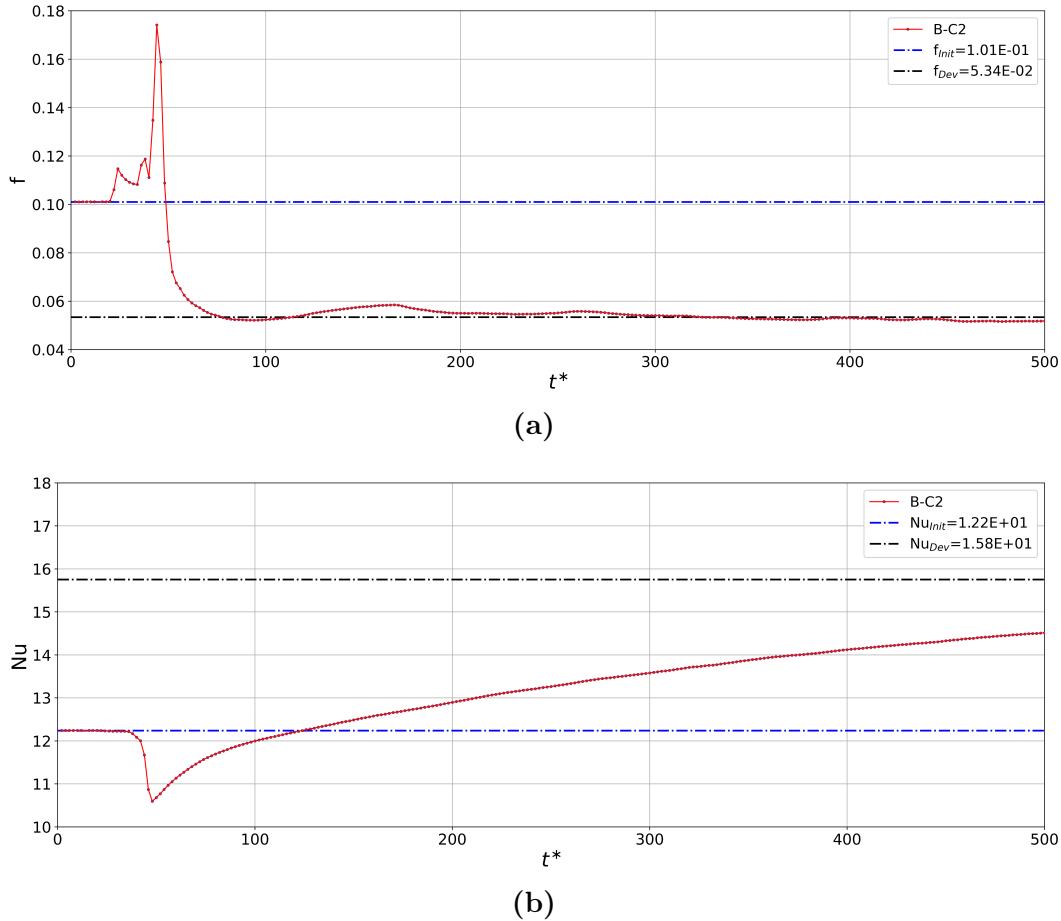


Figura 6.10: Evolución temporal de (a) factor de fricción de Darcy y (b) número de Nusselt, para el caso B-C2.

6.4. Comparación: A-C10 vs B-C2

Cabe destacar que, en el caso A-C10 ($Ri_b = 0.04$), fue necesaria la combinación de ondas bidimensionales y tridimensionales para inducir la inestabilidad y conducir a la transición. En cambio, en el caso B-C2 ($Ri_b = 1.06$) bastó una onda puramente bidimensional para inestabilizar el flujo.

Por otra parte, los perfiles de velocidad y de temperatura del caso B-C2 muestran una convergencia más rápida que en A-C10, lo que indica que el aumento de la fuerza boyante acelera el desarrollo hidrodinámico y, en particular, el térmico. Una tendencia análoga se observa en las magnitudes globales TKE, $\langle \theta'^* \theta'^* \rangle$, el factor de fricción de Darcy f y el número de Nusselt, cuyas respuestas temporales se aproximan más rápidamente a sus valores de referencia, o al menos próximos a él, en el caso de f .

6.5. Sumario de los principales hallazgos

- **Naturaleza de la perturbación.** En A-C10 ($Ri_b=0.04$) se requiere una combinación de ondas 2D/3D para gatillar la transición, mientras que en B-C2 ($Ri_b=1.06$) una onda puramente 2D resulta suficiente.
- **Patrón temporal en B-C2.** Se reconocen tres etapas: tramo cuasi laminar; máximo global en $t^* \approx 46$ con $TKE_{\max} \approx 0.134$; y fase asintótica donde TKE y $\langle \theta^* \theta^{*'} \rangle$ fluctúan en rangos acotados y convergen hacia el régimen de convección mixta completamente desarrollado.
- **Comportamiento asintótico del conjunto B.** Para $t^* \gtrsim 150$ las curvas colapsan y la dinámica final depende poco del modo inicial; se observan valores cercanos a $Re_\tau \approx 270$ y un piso de TKE del orden de 2×10^{-3} .
- **Patrón temporal en A-C10.** La TKE presenta múltiples máximos locales y la varianza de temperatura crece varios órdenes de magnitud antes de descender parcialmente; la convergencia térmica es más lenta que en B-C2.
- **Factor de Darcy y número de Nusselt.** En B-C2, f y Nu se aproximan con mayor rapidez a sus referencias de convección mixta que en A-C10; el aumento de la fuerza boyante acelera, en particular, la evolución del campo de temperaturas.

Capítulo 7

Conclusiones

Acá se concluyen cosas

Apéndice A

Budgets Dynamics Equations

A partir de la descomposición de Reynolds de los campos de interés (componentes de la velocidad, presión, temperatura) aplicadas a las ecuaciones de gabinete 2.1 se puede obtener, mediante mucho álgebra, ecuaciones que describen la dinámica de los budget de las cantidades de segundo orden como $\langle v'_x v'_y \rangle$, la energía cinética turbulenta κ , los flujos de calor turbulento $\langle v'_i \theta' \rangle$ y la varianza de la temperatura $\langle \theta' \theta' \rangle$. Se han omitido los superíndices “*”.

$$\partial_t \langle v'_i \theta' \rangle + \langle v_k \rangle \partial_k \langle v'_i \theta' \rangle = \mathcal{P}_{i\theta} + \mathcal{T}_{i\theta} + \Pi_{i\theta} + \mathcal{D}_{i\theta} + \mathcal{B}_{i\theta} - \varepsilon_{i\theta} \quad (\text{A.1})$$

Difusión Turbulenta: $\mathcal{T}_{i\theta} = -\partial_k \langle v'_i v'_k \theta' \rangle$

Producción: $\mathcal{P}_{i\theta} = -[\langle \theta' v'_k \rangle \partial_k \langle v_i \rangle + \langle v'_i v'_k \rangle \partial_k \langle \theta \rangle] + \langle v'_i v'_x \rangle$

Disipación: $\mathcal{D}_{i\theta} = -\frac{1}{\text{Re}} \left(1 + \frac{1}{\text{Pr}} \right) \langle \partial_k \theta' \partial_k v'_i \rangle \quad (\text{A.2})$

Correlación Temp - Grad Presión: $\Pi_{i\theta} = -\langle \theta' \partial_i p' \rangle$

Prod-Boyante: $\mathcal{B}_{i\theta} = \text{Ri } g_i \langle \theta' \theta' \rangle$

Difusión Viscosa: $\varepsilon_{i\theta} = \frac{1}{\text{Re}} \partial_k \left[\langle \theta' \partial_k v'_i \rangle + \frac{1}{\text{Pr}} \langle v'_i \partial_k \theta' \rangle \right]$

$$\partial_t \langle v'_x v'_y \rangle + \langle v_k \rangle \partial_k \langle v'_x v'_y \rangle = \mathcal{P}_{xy} + \mathcal{T}_{xy} + \Pi_{xy} + \mathcal{D}_{xy} + \mathcal{B}_{xy} - \varepsilon_{xy} \quad (\text{A.3})$$

Difusión Turbulenta: $\mathcal{T}_{xy} = -\partial_k \langle v'_x v'_k v'_y \rangle$

Producción: $\mathcal{P}_{xy} = -[\langle v_y v'_k \rangle \partial_k \langle v_x \rangle + \langle v'_x v'_k \rangle \partial_k \langle v_y \rangle]$

Disipación: $\mathcal{D}_{xy} = -\frac{2}{\text{Re}} \langle \partial_k v'_x \partial_k v'_y \rangle$

Correlacion Vel - Grad Presión: $\Pi_{xy} = -[\langle v'_y \partial_x p' \rangle + \langle v'_x \partial_y p' \rangle]$ (A.4)

Prod-Boyante: $\mathcal{B}_{xy} = -\text{Ri} \langle v'_y \theta' \rangle$

Difusión Viscosa: $\varepsilon_{xy} = \frac{1}{\text{Re}} \partial_k^2 \langle v'_x v'_y \rangle$

Siendo $\kappa = \langle v_i v'_i \rangle / 2$, la Energía Cinética Turbulenta, entonces:

$$\partial_t \kappa + \langle v_n \rangle \partial_n \kappa = \mathcal{P}_i + \mathcal{T}_i + \Pi_i + \mathcal{D}_i + \mathcal{B}_i - \varepsilon_i \quad (\text{A.5})$$

Difusión Turbulenta: $\mathcal{T}_i = -\frac{1}{2} \partial_n \langle v'_i v'_n v'_i \rangle$

Producción: $\mathcal{P}_i = -\langle v_i v'_n \rangle \partial_n \langle v_i \rangle$

Disipación: $\mathcal{D}_i = -\frac{1}{\text{Re}} \langle \partial_n v'_i \partial_n v'_i \rangle$ (A.6)

Correlacion Vel - Grad Presión: $\Pi_i = -\langle \partial_i (v'_i p') \rangle$

Prod-Boyante: $\mathcal{B}_i = -\text{Ri} g_i \langle v'_i \theta' \rangle$

Difusión Viscosa: $\varepsilon_i = \frac{1}{\text{Re}} \partial_n^2 \kappa$

$$\partial_t \langle \theta' \theta' \rangle + \langle v_k \rangle \partial_k \langle \theta' \theta' \rangle = \mathcal{P}_\theta + \mathcal{T}_\theta + \mathcal{D}_\theta - \varepsilon_\theta \quad (\text{A.7})$$

Difusión Turbulenta: $\mathcal{T}_\theta = -\partial_k \langle \theta' \theta' v'_k \rangle$

Producción: $\mathcal{P}_\theta = 2 [-\langle \theta' v'_k \rangle \partial_k \langle \theta' \rangle + \langle v'_x \theta' \rangle]$

Disipación: $\mathcal{D}_\theta = -\frac{2}{\text{RePr}} (\langle \partial_k \theta' \rangle)^2$ (A.8)

Difusión Viscosa: $\varepsilon_\theta = \frac{1}{\text{RePr}} \partial_k^2 \langle \theta' \theta' \rangle$

Apéndice B

Cosas Capítulo 4

B.1. isoQ vs isoT

“A efectos prácticos las aproximación de flujo de calor cte (condición de Neuman) como una condición de Dirichlet igual a 0 resulta mejor desde el punto de vista numérico ya que la fluctuación de los campos es mayor y se requiere más tiempo de corrida para conseguir una buena estadística ...”

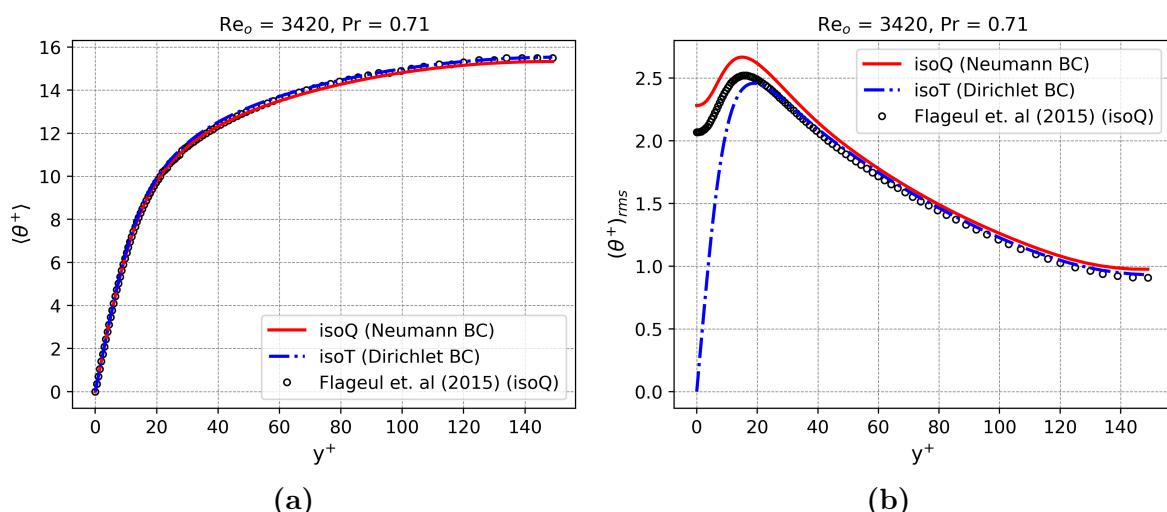


Figura B.1

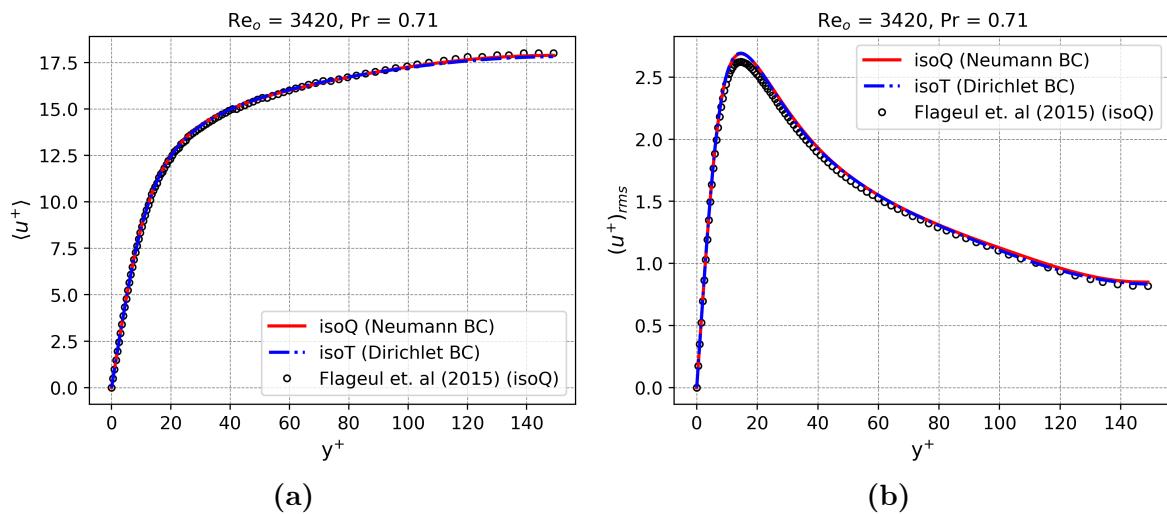


Figura B.2

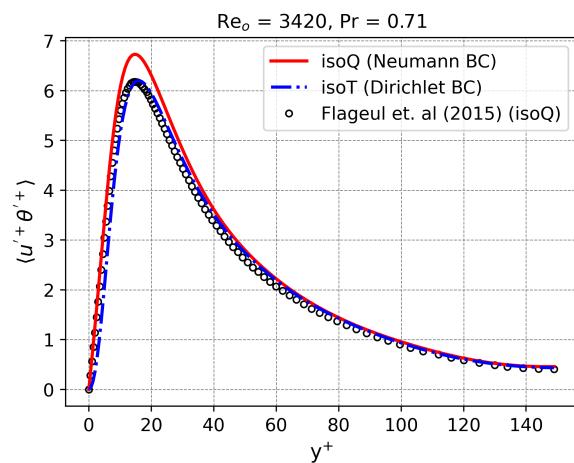


Figura B.3

Apéndice C

Perfiles de Desarrollados

C.1. $\text{Re} = 2100$ y $\text{Pr} = 0,71$

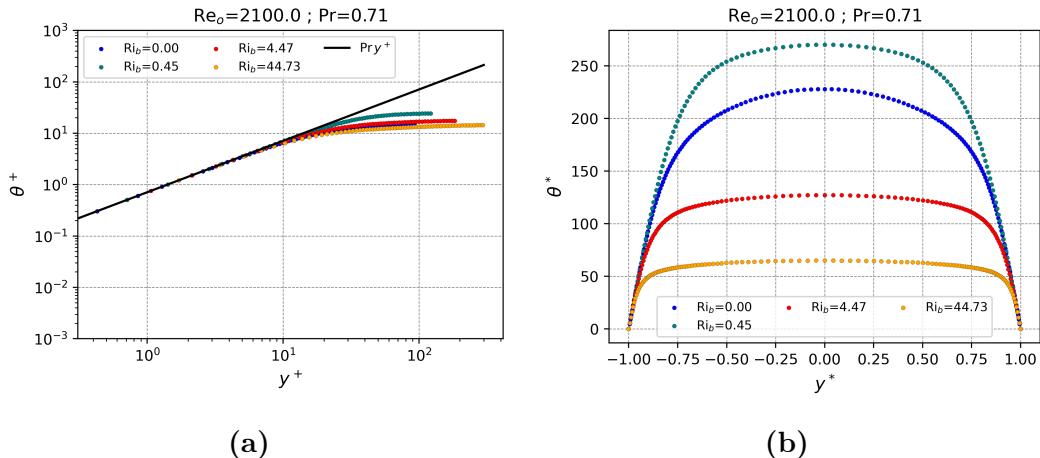


Figura C.1

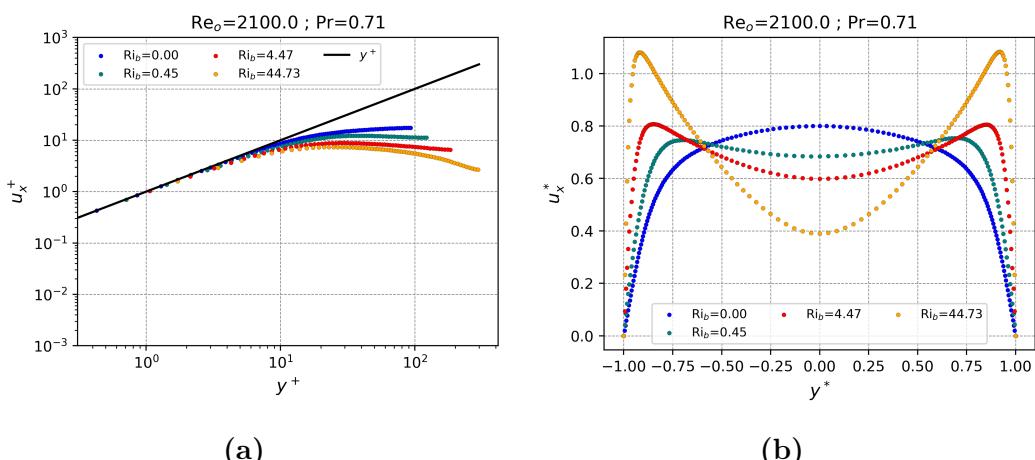


Figura C.2

C.2. $\text{Re} = 2100$ y $\text{Pr} = 0,071$

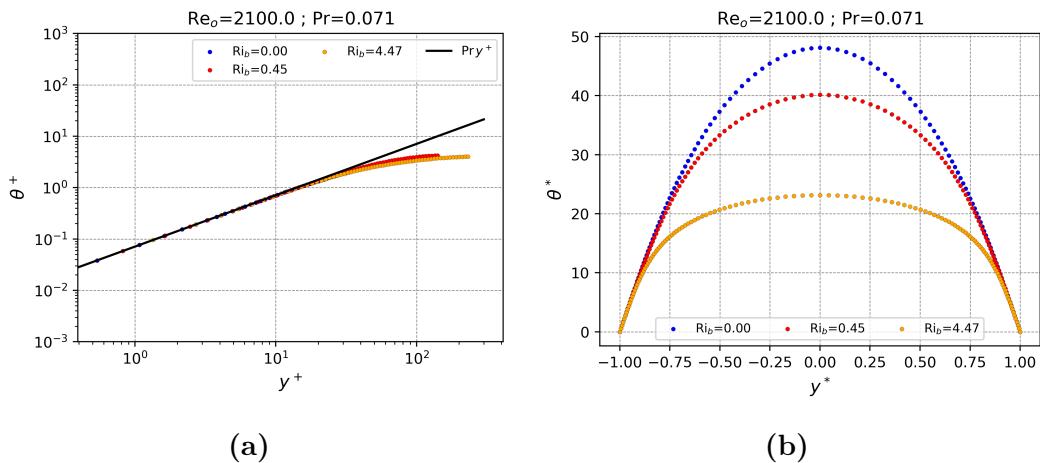


Figura C.3

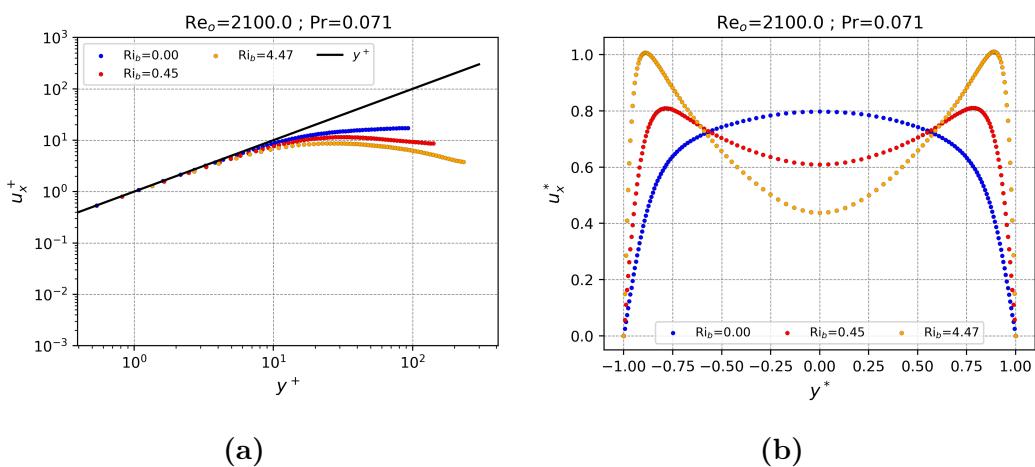


Figura C.4

C.3. $\text{Re} = 3150$ y $\text{Pr} = 0,71$

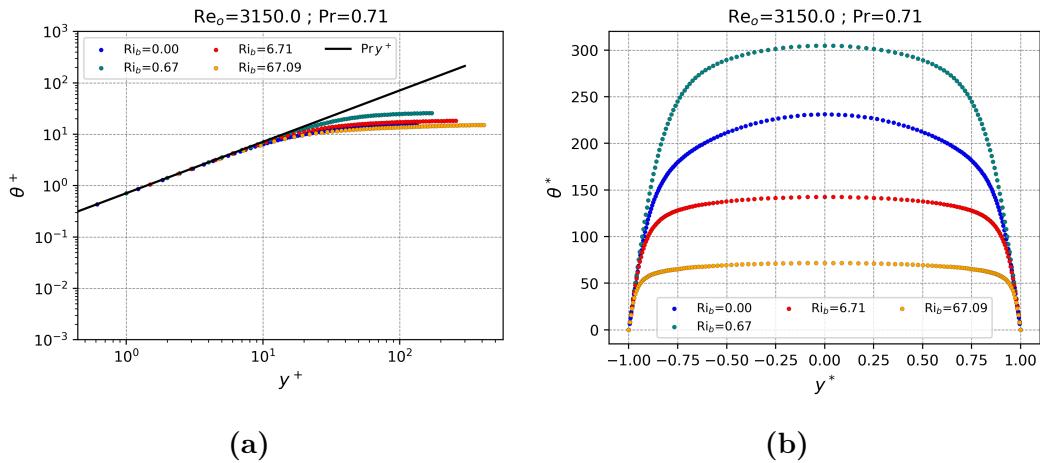


Figura C.5

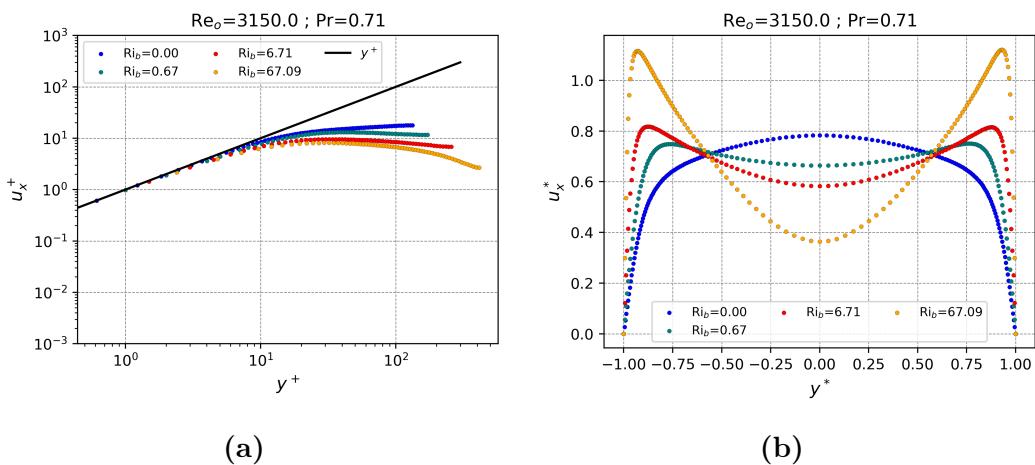


Figura C.6

C.4. $\text{Re} = 3150$ y $\text{Pr} = 0,071$

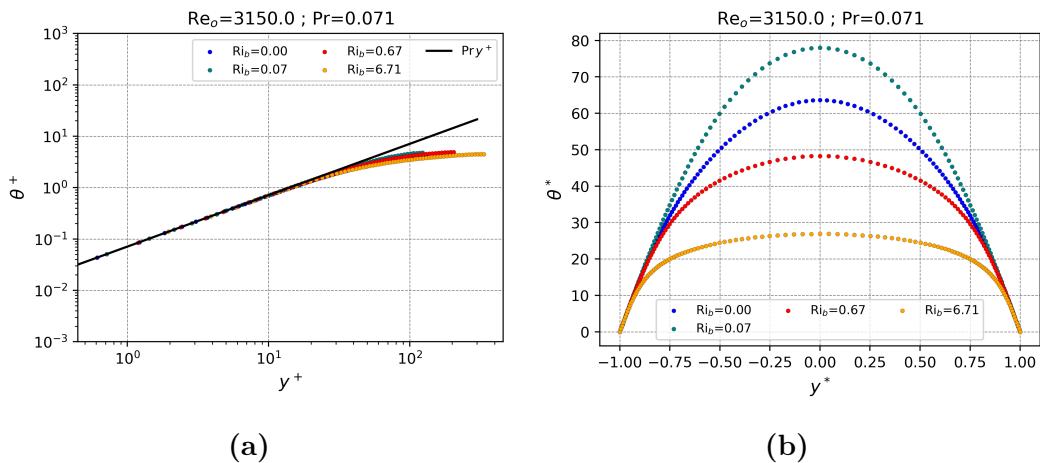


Figura C.7

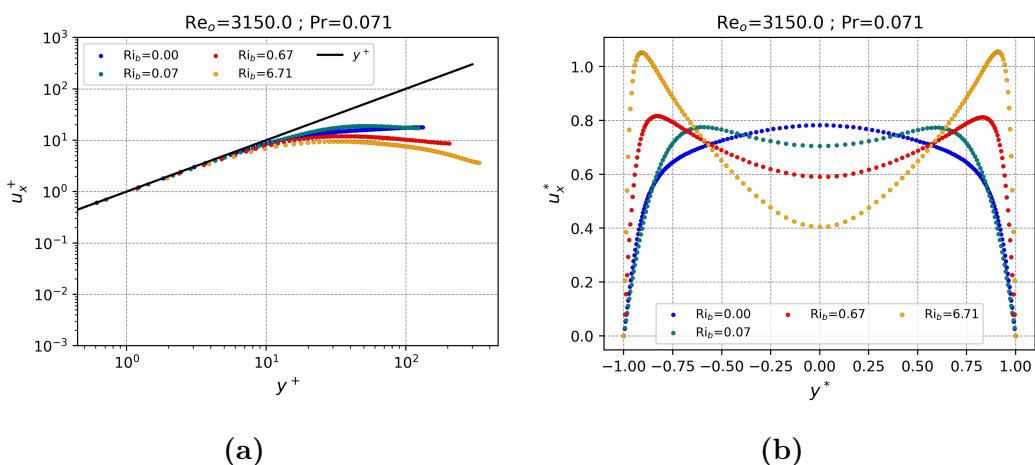


Figura C.8

C.5. $\text{Re} = 4278$ y $\text{Pr} = 0,71$

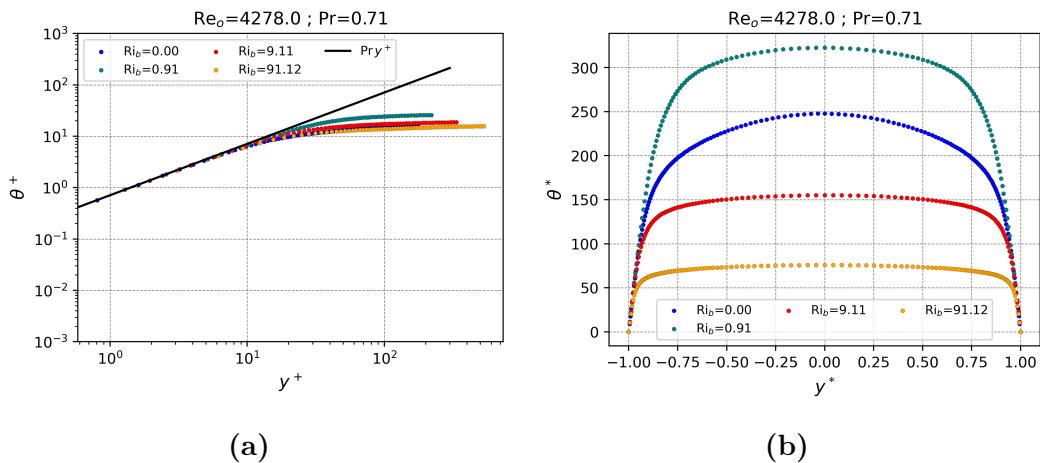


Figura C.9

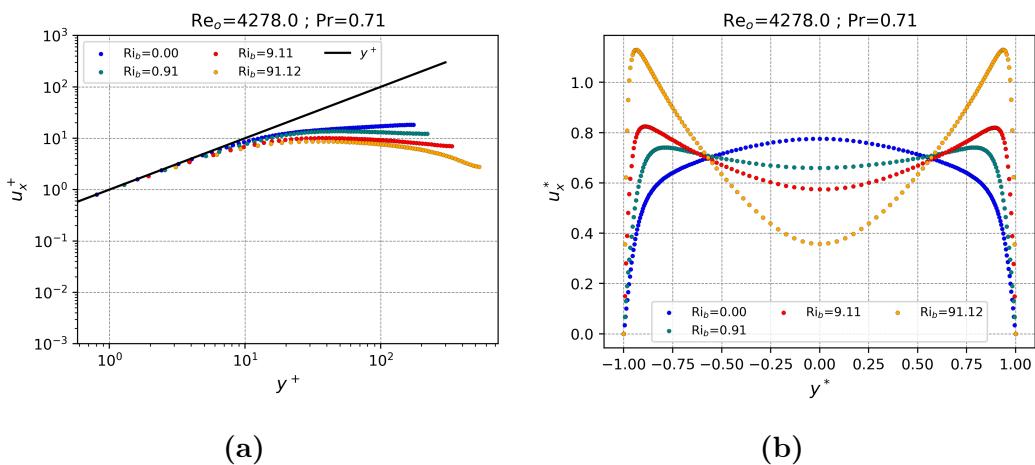


Figura C.10

C.6. $\text{Re} = 4278$ y $\text{Pr} = 0,071$

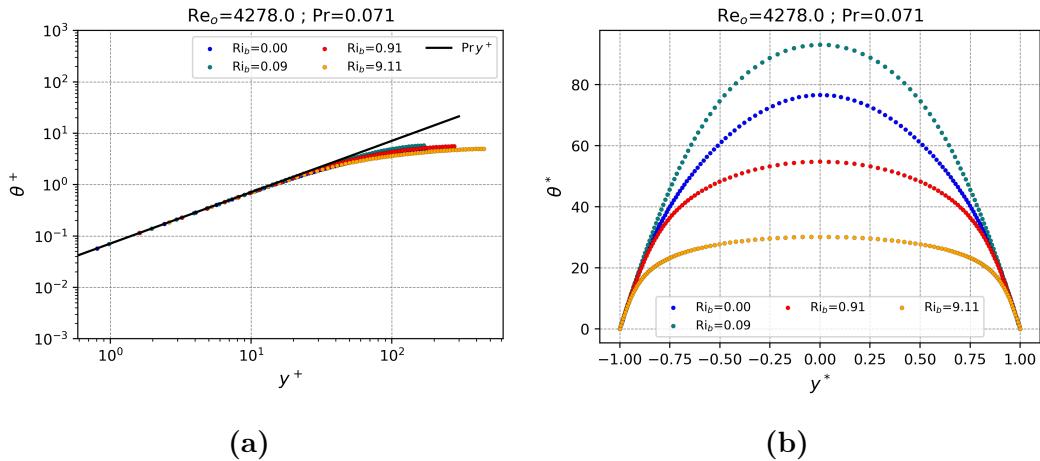


Figura C.11

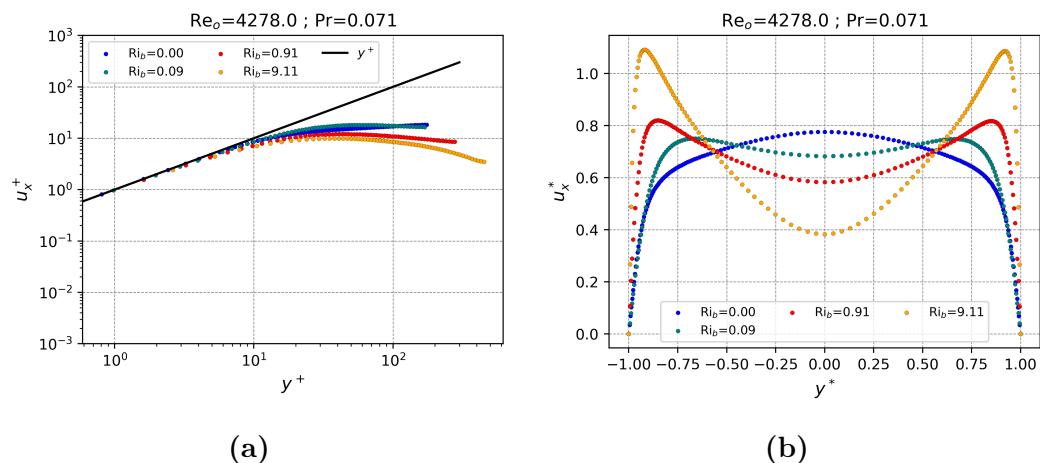


Figura C.12

Apéndice D

Transición. Cosas

D.0.1. Autofunciones y Espectros de autovalores

LAS AUTOFUNCIONES ESTÁN MAL. HAY QUE CAMBIARLAS, REVISAR LAS AUTENTICAS. ADEMÁS, HAY UN TEMA DE LA SIMETRÍA, ESTÁN ESPEJEDAS RESPECTO AL EJE Y.

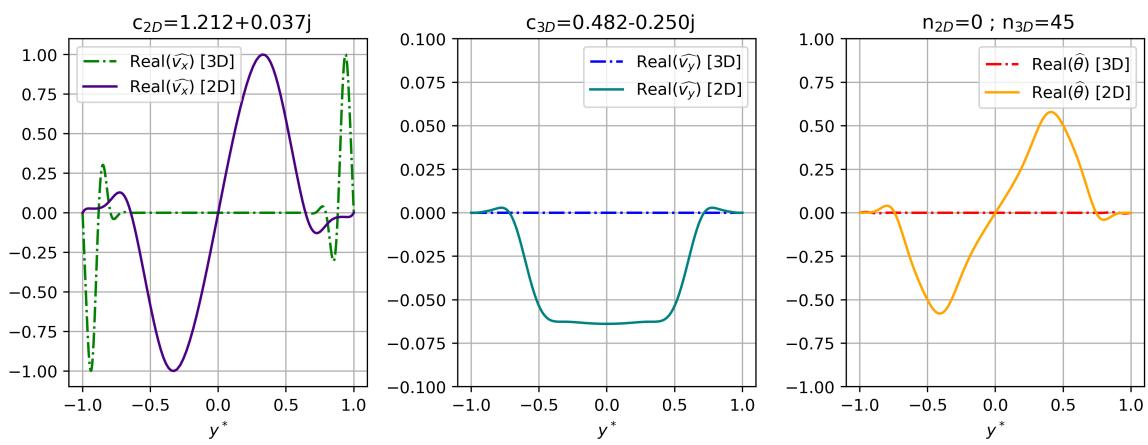
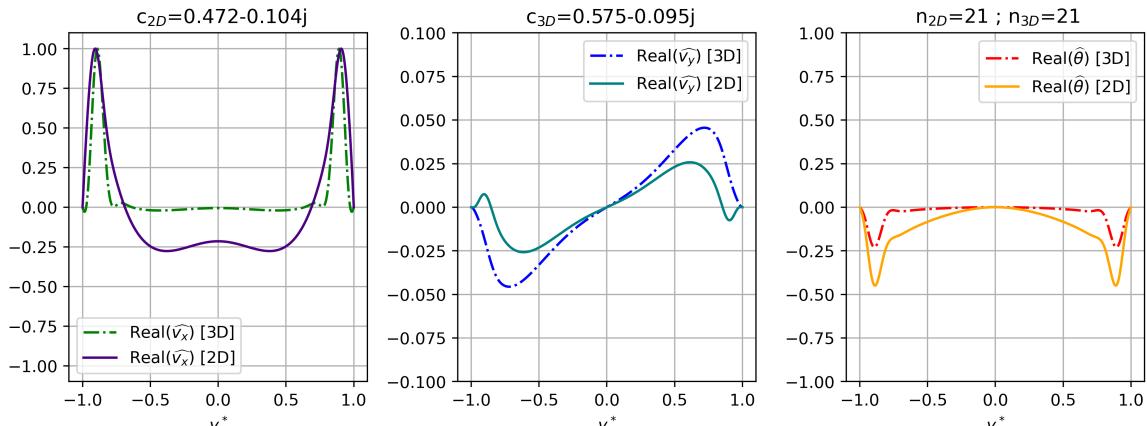
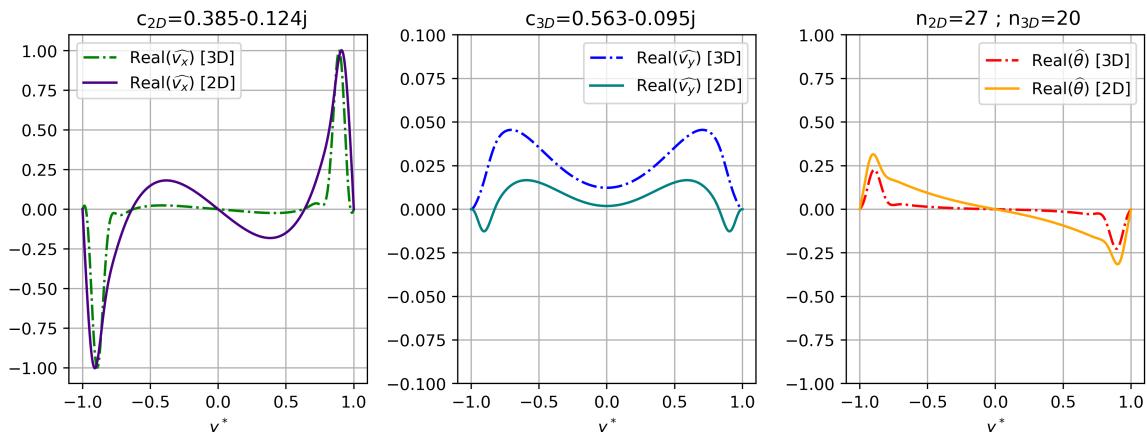


Figura D.1



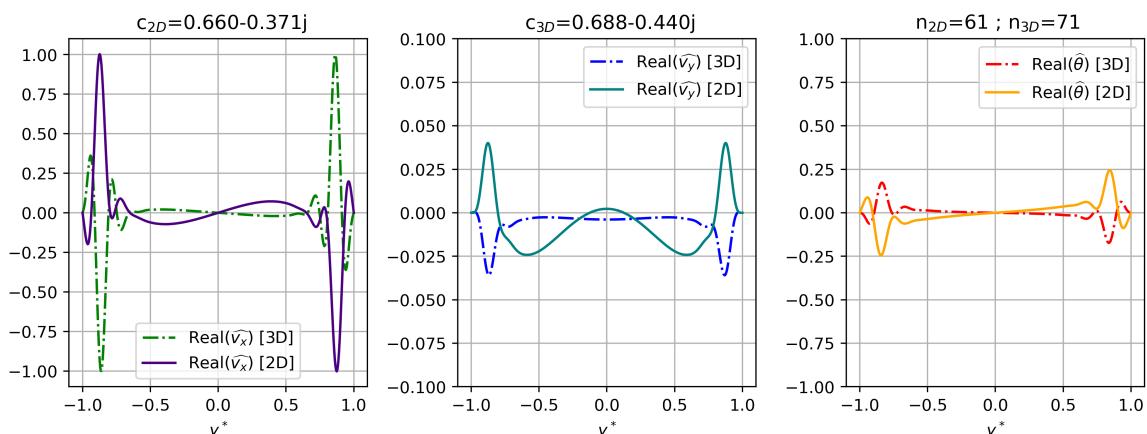
(a)

Figura D.2



(a)

Figura D.3



(a)

Figura D.4

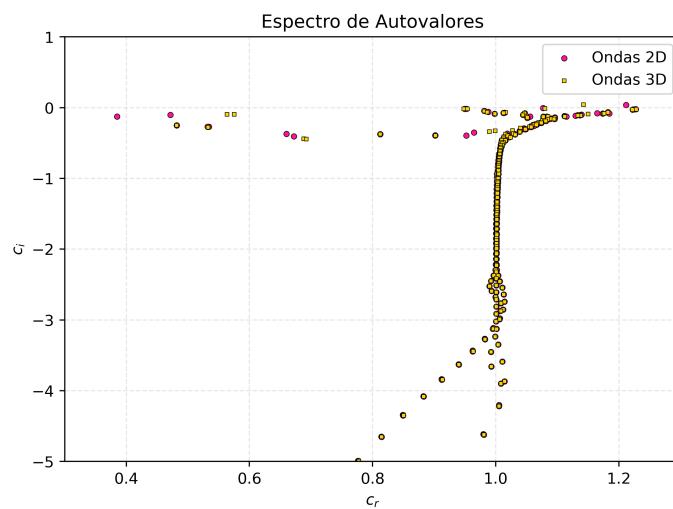


Figura D.5

D.1. Casos $\text{Re} = 5000$; $\text{Pr} = 0,71$; $\Pi = 10^{-4}$

D.1.1. Autofunciones y Espectros de autovalores

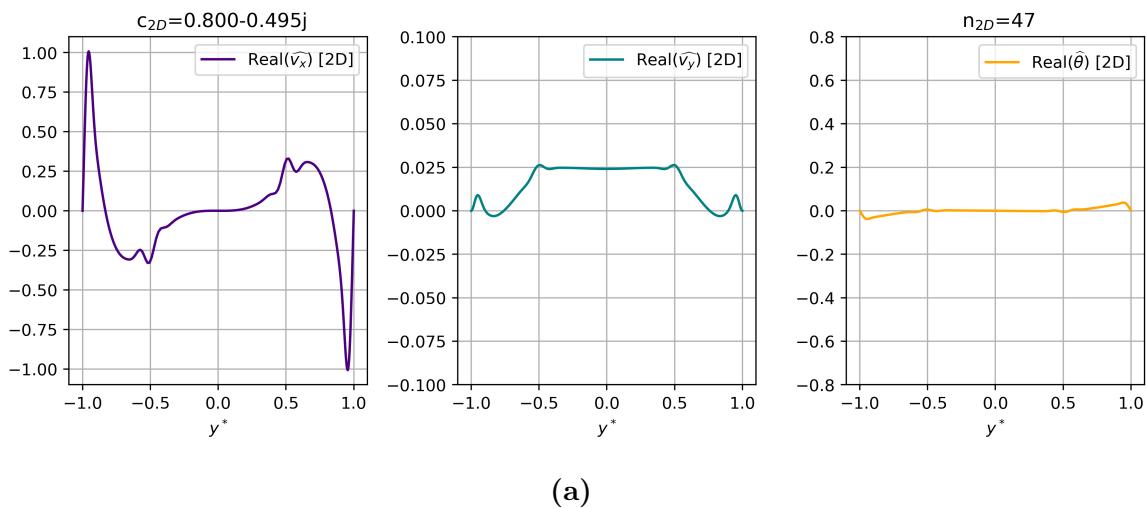


Figura D.6

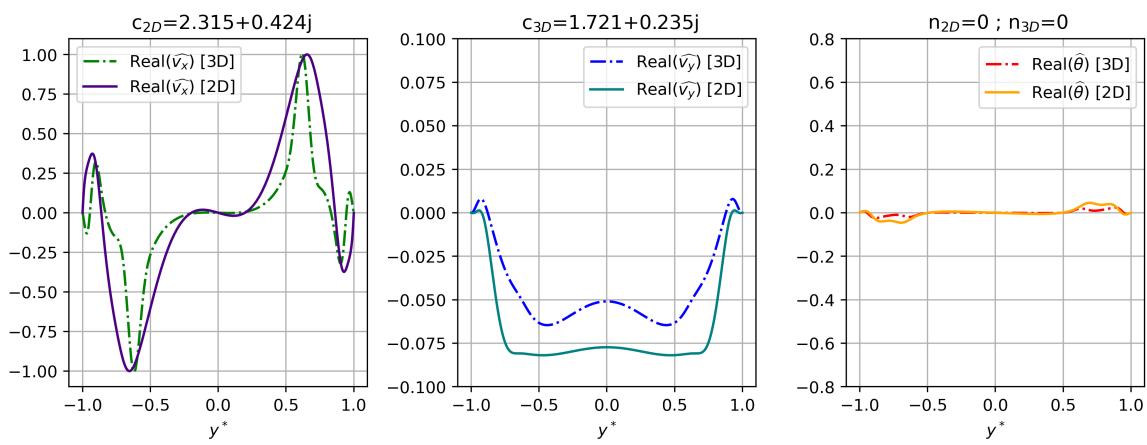
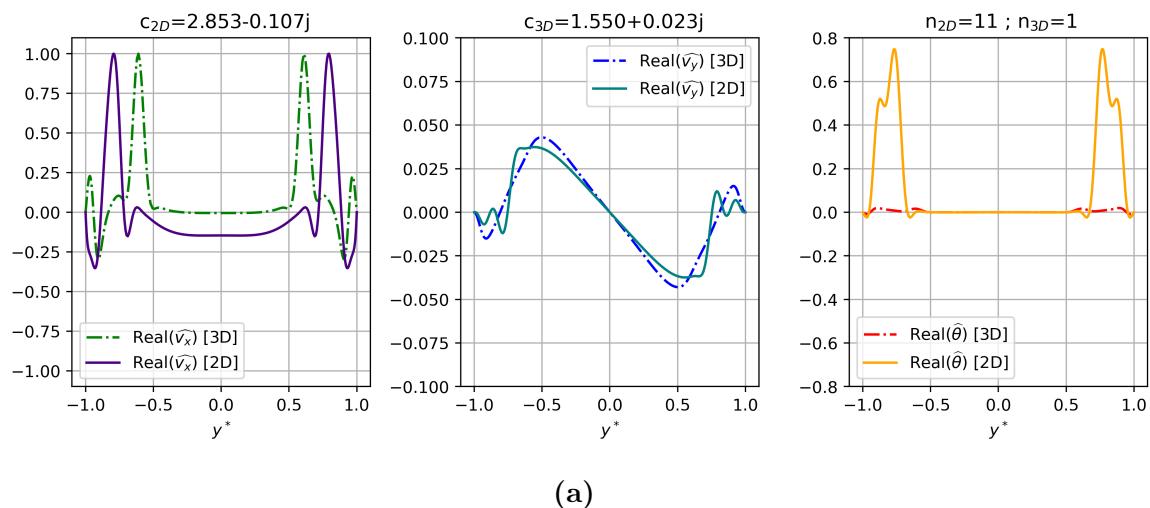


Figura D.7



(a)

Figura D.8

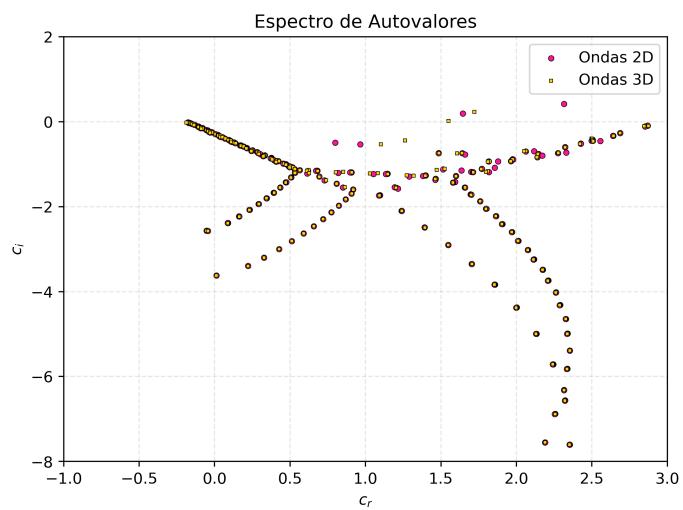


Figura D.9

Bibliografía

- [Abregu et al., 2023] Abregu, W. I. M., Dari, E. A., and Teruel, F. E. (2023). Dns of heat transfer in a plane channel flow with spatial transition. *International Journal of Heat and Mass Transfer*.
- [Aicher and Martin, 1997] Aicher, T. and Martin, H. (1997). New correlations for mixed turbulent natural and forced convection heat transfer in vertical tubes. *International journal of heat and mass transfer*.
- [Bartholomew et al., 2020] Bartholomew, P., Deskos, G., Frantz, R. A., Schuch, F. N., Lamballais, E., and Laizet, S. (2020). Xcompact3d: An open-source framework for solving turbulence problems on a cartesian mesh. *SoftwareX*.
- [Bénard, 1901] Bénard, H. (1901). Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide. *Revue Générale des Sciences Pures et Appliquées*.
- [Carr et al., 1973] Carr, A., Connor, M., and Buhr, H. (1973). Velocity, temperature, and turbulence measurements in air for pipe flow with combined free and forced convection.
- [Cengel and Ghajar, 2015] Cengel, Y. A. and Ghajar, A. J. (2015). *Heat and Mass Transfer:Fundamentals and Applications*. McGraw-Hill Education.
- [Chen and Chung, 1996] Chen, Y.-C. and Chung, J. (1996). The linear stability of mixed convection in a vertical channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*.
- [Chen and Chung, 1998] Chen, Y.-C. and Chung, J. (1998). Stability of mixed convection in a differentially heated vertical channel.
- [Chen and Chung, 2002] Chen, Y.-C. and Chung, J. (2002). A direct numerical simulation of k-and h-type flow transition in a heated vertical channel. *Physics of Fluids*.
- [Chen and Chung, 2003] Chen, Y.-C. and Chung, J. (2003). A direct numerical simulation of transition phenomena in a mixed convection channel flow. *Computers and Fluids*.
- [Dittus and Boelter, 1930] Dittus, F. W. and Boelter, L. M. K. (1930). Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. *University of California Publications in Engineering*.
- [Drazin and Reid, 2004] Drazin, P. G. and Reid, W. H. (2004). *Hydrodynamic stability*. Cambridge University Press.

- [Easby, 1978] Easby, J. (1978). The effect of buoyancy on flow and heat transfer for a gas passing down a vertical pipe at low turbulent reynolds numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer.*
- [Gebhart et al., 1989] Gebhart, B., Jaluria, Y., Mahajan, R. L., Sammakia, B., and Yovanovich, M. (1989). Buoyancy-induced flows and transport.
- [Ghajar, 2019] Ghajar, A. J. (2019). Heat transfer and pressure drop in the transition region of smooth horizontal circular tubes with different inlet configurations. In *Advances in heat transfer*. Elsevier.
- [Guo and Prasser, 2022] Guo, W. and Prasser, H.-M. (2022). Direct numerical simulation of turbulent heat transfer in liquid metals in buoyancy-affected vertical channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer.*
- [Hall and Jackson, 1969] Hall, W. and Jackson, J. (1969). Laminarization of a turbulent pipe flow by buoyancy forces. asme paper. Technical report.
- [Herbert, 1983] Herbert, T. (1983). Secondary instability of plane channel flow to subharmonic three-dimensional disturbances. *Physics of Fluids.*
- [Hunt et al., 1988] Hunt, J. C., Wray, A. A., and Moin, P. (1988). Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. *Studying turbulence using numerical simulation databases, 2. Proceedings of the 1988 summer program.*
- [Incropera et al., 2006] Incropera, F. P., DeWitt, D. P., Bergman, T. L., Lavine, A. S., et al. (2006). *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. John Wiley and Sons.
- [Jackson et al., 1989] Jackson, J., Cotton, M., and Axcell, B. (1989). Studies of mixed convection in vertical tubes. *International journal of heat and fluid flow.*
- [Kader, 1981] Kader, B. (1981). Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers. *International journal of heat and mass transfer.*
- [Kao and Park, 1970] Kao, T. W. and Park, C. (1970). Experimental investigations of the stability of channel flows. part 1. flow of a single liquid in a rectangular channel. *Journal of Fluid Mechanics.*
- [Kasagi and Nishimura, 1997] Kasagi, N. and Nishimura, M. (1997). Direct numerical simulation of combined forced and natural turbulent convection in a vertical plane channel. *International Journal of Heat and Fluid Flow.*
- [Kasagi et al., 1992] Kasagi, N., Tomita, Y., and Kuroda, A. (1992). Direct numerical simulation of passive scalar field in a turbulent channel flow.
- [Kawamura et al., 2000] Kawamura, H., Abe, H., and Shingai, K. (2000). Dns of turbulence and heat transport in a channel flow with different reynolds and prandtl numbers and boundary conditions. *Turbulence, Heat and Mass Transfer.*

- [Kawamura et al., 1998] Kawamura, H., Ohsaka, K., Abe, H., and Yamamoto, K. (1998). Dns of turbulent heat transfer in channel flow with low to medium-high prandtl number fluid. *International Journal of Heat and Fluid Flow*.
- [Kundu et al., 2016] Kundu, P. K., Cohen, I. M., Dowling, D. R., and Capecelatro, J. (2016). *Fluid Mechanics*. Elsevier.
- [Laizet and Lamballais, 2009] Laizet, S. and Lamballais, E. (2009). High-order compact schemes for incompressible flows: A simple and efficient method with quasi-spectral accuracy. *Journal of Computational Physics*.
- [Laizet and Li, 2011] Laizet, S. and Li, N. (2011). Incompact3d: A powerful tool to tackle turbulence problems with up to $o(10^5)$ computational cores. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*.
- [Lamballais, 2014] Lamballais, E. (2014). Direct numerical simulation of a turbulent flow in a rotating channel with a sudden expansion. *Journal of fluid mechanics*.
- [Lele, 1992] Lele, S. K. (1992). Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *Journal of computational physics*.
- [Li et al., 2021] Li, J., Xiao, Y., Gu, H., Liu, D., and Zhang, Q. (2021). Development of a correlation for mixed convection heat transfer in rod bundles. *Annals of Nuclear Energy*.
- [Machaca Abregu, 2024] Machaca Abregu, W. I. (2024). *Estudio Numérico del Proceso de Transición Laminar-Turbulento en Canales Angostos*. PhD thesis, Instituto Balseiro.
- [Metais and Eckert, 1964] Metais, B. and Eckert, E. R. G. (1964). Forced, mixed and free convection regimes. *Journal of Heat Transfer*.
- [Moin, 2010] Moin, P. (2010). *Fundamentals of engineering numerical analysis*. Cambridge University Press.
- [Moin and Mahesh, 1998] Moin, P. and Mahesh, K. (1998). Direct numerical simulation: a tool in turbulence research. *Annual review of fluid mechanics*.
- [Moser, 2003] Moser, R. D. (2003). *Turbulence Lectures Notes*. Illini Union Bookstore, University of Illinois.
- [Moser et al., 1999] Moser, R. D., Kim, J., and Mansour, N. N. (1999). Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$. *Physics of fluids*.
- [Orr, 1907] Orr, W. M. (1907). The stability or instability of the steady motions of a perfect liquid and of a viscous liquid. part i: A perfect liquid. part ii: A viscous liquid.
- [Orszag, 1971] Orszag, S. A. (1971). Accurate solution of the orr–sommerfeld stability equation. *Journal of Fluid Mechanics*.

- [Orszag and Kells, 1980] Orszag, S. A. and Kells, L. C. (1980). Transition to turbulence in plane poiseuille and plane couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*.
- [Parlatan et al., 1996] Parlatan, Y., Todreas, N., and Driscoll, M. (1996). Buoyancy and property variation effects in turbulent mixed convection of water in vertical tubes.
- [Peskin, 2002] Peskin, C. S. (2002). The immersed boundary method. *Acta numerica*.
- [Pirozzoli et al., 2017] Pirozzoli, S., Bernardini, M., Verzicco, R., and Orlandi, P. (2017). Mixed convection in turbulent channels with unstable stratification. *Journal of fluid mechanics*.
- [Pope, 2001] Pope, S. B. (2001). *Turbulent flows*. Cambridge University Press.
- [Prandtl, 1942] Prandtl, L. (1942). *Führer durch die Strömungslehre*. Vieweg, 3 edition.
- [Rayleigh, 1916] Rayleigh, L. (1916). On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side. *Philosophical Magazine*.
- [Reynolds, 1883] Reynolds, O. (1883). Iii. an experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Proceedings of the royal society of London*.
- [Scheele and Hanratty, 1962] Scheele, G. F. and Hanratty, T. J. (1962). Effect of natural convection on stability of flow in a vertical pipe. *Journal of Fluid Mechanics*.
- [Scheele et al., 1960] Scheele, G. F., Rosen, E. M., and Hanratty, T. J. (1960). Effect of natural convection on transition to turbulence in vertical pipes. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*.
- [Schlichting, 1933] Schlichting, H. (1933). Berechnung der anfachung kleiner störungen bei der plattenströmung. *ZAMM*.
- [Schmid and Hnningson, 2002] Schmid, P. J. and Hnningson, D. S. (2002). *Stability and Transition in Shear Flows*. Springer.
- [Schubauer and Skramstad, 1947] Schubauer, G. B. and Skramstad, H. K. (1947). Laminar boundary-layer oscillations and stability of laminar flow. *Journal of the Aeronautical Sciences*.
- [Schumann and Sweet, 1976] Schumann, U. and Sweet, R. A. (1976). A direct method for the solution of poisson's equation with neumann boundary conditions on a staggered grid of arbitrary size. *Journal of computational Physics*.
- [Smits, 2009] Smits, A. J. (2009). *Lectures in fluid mechanics: Viscous flows and turbulence*. Princeton, Princeton University.
- [Sommerfield, 1908] Sommerfield, A. (1908). Ein beitrag zur hydrodynamischen erklärung der turbulenten flüssigkeitsbewegungen. *Atti Congr. Int. Math. 4th*.

- [Steiner, 1971] Steiner, A. (1971). On the reverse transition of a turbulent flow under the action of buoyancy forces. *Journal of Fluid Mechanics*.
- [Straub et al., 2019] Straub, S., Forooghi, P., Marocco, L., Wetzel, T., Vinuesa, R., Schlatter, P., and Frohnäpfel, B. (2019). The influence of thermal boundary conditions on turbulent forced convection pipe flow at two prandtl numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*.
- [Szuban, 2023] Szuban, P. (2023). *Desarrollo de una herramienta numérica para el análisis de estabilidad lineal de flujo em convección mixta*. Instituto Balseiro.
- [Tao, 1960] Tao, S. C. (1960). Combined forced and free convection in channels. *Journal of Heat Transfer*.
- [Tollmien, 1930] Tollmien, W. (1930). Über die entstehung der turbulenz. *Vorträge aus dem Gebiete der Aerodynamik und verwandter Gebiete: Aachen 1929*.
- [Tollmien, 1935] Tollmien, W. (1935). Ein allgemeines kriterium der instabilität laminarer gescgwindigkeits-verteilungen. *Nachr. Wiss Fachgruppe, Göttingen, Math. Phys.*
- [Trefethen, 2000] Trefethen, L. N. (2000). *Spectral methods in MATLAB*. SIAM.
- [White, 2011] White, F. M. (2011). *Fluid mechanics*. McGraw-Hill New York.
- [You et al., 2003] You, J., Yoo, J. Y., and Choi, H. (2003). Direct numerical simulation of heated vertical air flows in fully developed turbulent mixed convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*.
- [Zhou et al., 2024] Zhou, L., Zhang, D., Liu, Y., Liang, Y., Wang, B., Tian, W., Qiu, S., and Su, G. (2024). Direct numerical simulation of sodium in vertical channel flow: From forced convection to natural convection at friction reynolds number 180. *Physics of Fluids*.

Agradecimientos

A todos los que se lo merecen ...

