

DOCTORADO DE TECNOLOGÍAS INDUSTRIALES

TRABAJO FIN DE PERIODO FORMATIVO



Estudio de la convección natural en cavidades con elevada relación de aspecto mediante simulación numérica. Aplicación a colectores solares térmicos.

Autor: Juan Francisco Cerón Muñoz

Director: José Pérez García

Cartagena - 10 de Octubre de 2013

Contenido

Índice de figuras	4
Índice de tablas	6
Capítulo 1: Introducción.....	7
1. Interés y justificación del proyecto	7
2. Antecedentes	8
3. Características geométricas y constructivas en captadores solares planos	9
3.1. Componentes de un captador solar.....	9
4. Metodología de simulación numérica. Mecanismos de transferencia de calor involucrados.....	11
4.1. Sub-modelo de radiación	12
4.2. Convección natural en cavidades.....	14
4.3. Convección mixta en conductos.....	14
4.4. Pérdidas por radiación y convección.....	15
5. Revisión bibliográfica	15
5.1. Convección natural en cavidades.....	15
5.2. Modelos numéricos de colectores solares planos	33
5.3. Conclusión de la revisión bibliográfica.....	35
Capítulo 2: Sub-modelo de convección natural. Validación del modelo de turbulencia.....	36
1. Introducción	36
2. Convección natural en cavidades.....	36
3. Descripción del problema para una cavidad vertical. Modelo de turbulencia.	41
3.1. Descripción del problema	41
3.2. Análisis dimensional.....	43
4. Modelo numérico.....	45
5. Validación del modelo de turbulencia	47
6. Resultados para cavidad vertical.....	52
6.1. Perfiles de velocidad	52
6.2. Perfiles de temperatura	56
6.3. Número de Nusselt local y global. Comparativa con soluciones experimentales. .	57
7. Resultados para cavidad inclinada	62
7.1. Cavidad inclinada $\alpha=60^\circ$	62
6.1. Cavidad inclinada $\alpha=15^\circ$	65
Capítulo 3: Sub-modelo de convección mixta. Validación del esquema numérico y procesado de resultados.....	68

1. Introducción	68
2. Descripción del problema	69
3. Modelo numérico.....	71
4. Simulaciones realizadas	72
5. Metodología de procesado.	74
6. Resultados	78
Capítulo 4. Modelo numérico global de un captador solar plano.	82
1. Características geométricas del modelo	82
2. Generación del mallado. Mallado no-conforme	84
2.1. Introducción al mallado no-conforme.	84
2.2. Generación de la malla.....	86
3. Modelo de radiación	89
3.1. Solar Ray Tracing Algorithm	90
3.2. Modelo S2S.....	92
4. Condiciones de contorno	93
5. Hipótesis de simulación.....	96
6. Resultados	97
6.1. Número de Nusselt en el flujo interno.....	97
6.2. Eficiencia térmica del captador	99
Capítulo 5: Conclusiones	101
Anexo A: Subrutina para introducir término Yap en el modelo de turbulencia.	103
Anexo B: Malla utilizada.....	108

Índice de figuras

Figura 1. 1: Componentes de un colector	10
Figura 1. 2: Líneas de corriente de los flujos secundarios para valores de número de Rayleigh: (a) $Ra=3 \times 10^5$; (b) $Ra=3.6 \times 10^5$; (c) $Ra=4 \times 10^5$; (d) $Ra=4.9 \times 10^5$; (e) $Ra=5.8 \times 10^5$; (f) $Ra=6.8 \times 10^5$	17
Figura 1. 3: Campo de temperaturas en cavidades de aire con paredes verticales isotermas. Eckert y Carlson	18
Figura 1. 4: Perfiles de temperatura y velocidad para distintos números de Rayleigh. McGregor y Emery	18
Figura 1. 5: Número de Nusselt para diferentes relaciones de aspecto y números de Rayleigh.	19
Figura 1. 6: Perfil de temperaturas en $y/H=0.5$. Eleder [1965]	21
Figura 1. 7: Perfiles de velocidad media a diferentes alturas. $Ra=0.86 \times 10^6$. Betts y Bokhari [2000]	22
Figura 1. 8: Perfiles de temperatura media a diferentes alturas. $Ra=0.86 \times 10^6$. Betts y Bokhari [2000]	23
Figura 1. 9: Efecto del ángulo de inclinación sobre el número de Nusselt medio. Ozoe [1974]	24
Figura 1. 10: Nusselt medio en la pared caliente. Elsherbiny [1983]	25
Figura 1. 11: Efecto de la inclinación en el número de Nusselt medio. Hamady [1989]	27
Figura 1. 12: Influencia de la relación de aspecto A sobre el número de Nusselt medio para un Rayleigh comprendido entre 10 y 10^8 . Bäiri [2007]	28
Figura 1. 13: Número de Nusselt medio frente al ángulo de inclinación para diferentes valores de número de Rayleigh. Bäiri [2007]	29
Figura 1. 14: Geometría del modelo. Selmi <i>et al.</i> 2008	33
Figura 1. 15: Sección transversal de la unión tubo-absorbedor. Alvarez <i>et al.</i> [2010]	34
Figura 2. 1: Rayleigh crítico para el régimen de conducción en una cavidad rectangular con $H/L > 40$. Korpela et al.	37
Figura 2. 2: Cuatro regímenes de transferencia de calor por convección natural en una cavidad calentada desde un lado. Bejan, 2004.	38
Figura 2. 3: Valor de Rayleigh crítico para cavidades calentadas desde abajo.	39
Figura 2. 4: Efecto de la inclinación en la convección natural en una cavidad.	41
Figura 2. 5: Geometría y condiciones de contorno del problema.	42
Figura 2. 6: Segregated solver. Manual de FLUENT	45
Figura 2. 7: Perfil de velocidades adimensionalizado. Sección $y/H=0.5$. Comparación entre modelos de turbulencia LRN k-e	50
Figura 2. 8: Perfil de temperatura adimensionalizado. Sección $y/H=0.5$. Comparación entre modelos de turbulencia LRN k-e	50
Figura 2. 9: Número de Nusselt. Comparación entre modelos de turbulencia LRN k-e	51
Figura 2. 10: Perfiles de velocidad adimensionalizada para diferentes números de Rayleigh. Para $y/H=0.5$. Modelo turbulento	53

Figura 2. 11: Perfiles de velocidad adimensionalizada para diferentes números de Rayleigh. Modelo laminar. Para $y/H=0.5$.	54
Figura 2. 12: Perfiles de velocidad para diferentes planos. $Ra=60000$. Modelo laminar.	55
Figura 2. 13: Perfiles de velocidad para diferentes planos. $Ra=60000$. Modelo turbulento.	55
Figura 2. 14: Perfiles de temperatura para diferentes números de Rayleigh. Modelo turbulento. Plano $y/H=0.5$.	56
Figura 2. 15: Perfiles de temperatura para diferentes números de Rayleigh. Modelo laminar. Plano $y/H=0.5$.	56
Figura 2. 16: Número de Nusselt local. Modelo turbulento. Pared caliente.	58
Figura 2. 17: Número de Nusselt local. Modelo laminar. Pared caliente.	58
Figura 2. 18: Campo de temperaturas. Número de Rayleigh 1000000.	59
Figura 2. 19: Campo de temperaturas. Número de Rayleigh 10000.	60
Figura 2. 20: Número de Nusselt promediado frente a número de Rayleigh. Comparación con la correlación de Elsherbiny et al.	61
Figura 2. 21: Perfil de temperaturas. Cavidad inclinada 60° . $y/H=0.1$.	62
Figura 2. 22: Perfil de temperaturas. Cavidad inclinada 60° . $y/H=0.5$.	63
Figura 2. 23: Perfil de temperaturas. Cavidad inclinada 60° . $y/H=0.5$.	63
Figura 2. 24: Campo de temperaturas, cavidad inclinada 60° . $Ra = 0.86 \times 10^6$.	64
Figura 2. 25: Perfil de temperaturas. Cavidad inclinada 15° . $y/H=0.1$.	65
Figura 2. 26: Perfil de temperaturas. Cavidad inclinada 15° . $y/H=0.5$.	66
Figura 2. 27: Perfil de temperaturas. Cavidad inclinada 15° . $y/H=0.95$.	66
Figura 2. 28: Perfiles de velocidad. Inclinación 15° .	67
Figura 3. 1: Flujo de calor uniforme en un tubo de diámetro d y longitud l . Coordenadas cilíndricas r , θ y x .	69
Figura 3. 2: Malla transversal del conducto. Modelo tubo simple	71
Figura 3. 3: Comparativa entre promediados. Simulación para un número de Reynolds y Rayleigh en la entrada de 272 y 2.52×10^5 , respectivamente.	76
Figura 3. 4: Conservación de la energía en un conducto de longitud dx . Fuente: Convection Heat Transfer, Bejan.	77
Figura 3. 5: Análisis de sensibilidad. Nusselt local en función de la distancia adimensional x^* , para un número de Rayleigh 1.68×10^5 .	79
Figura 3. 6: Análisis de sensibilidad. Nusselt local en función de la distancia adimensional x^* , para un número de Rayleigh 1.16×10^6 .	79
Figura 3. 7: Análisis de sensibilidad. Nusselt local en función de la distancia adimensional x^* , para un número de Rayleigh 5.63×10^5 .	80
Figura 4.1: Características geométricas del tubo y aleta del absorbedor.	82
Figura 4.2: Geometría del modelo, y malla utilizada.	83
Figura 4.3: Intersección de dos subdominios completamente solapados.	85
Figura 4.4: Malla bidimensional con frontera no conforme. Ejemplo	85
Figura 4.5: Frontera no conforme circular	86
Figura 4.6: Sección transversal subdominio inferior.	86
Figura 4. 7: Detalle mallado de la soldadura.	87

Figura 4.8: Mallado del absorbedor	88
Figura 4.9: Detalle mallado de aislamiento.....	88
Figura 4. 10: Sección transversal subdominio superior.	89
Figura 4.11: Condiciones de contorno en las paredes externas.	94
Figura 4.12: Energía de radiación acoplada al modelo.	95
Figura 4.13: Factores de forma desde el absorbedor a las superficies que le rodean.....	96
Figura 4.14: Sección transversal para flujo completamente desarrollado. $Ra=3 \times 10^5$. Campo de temperaturas y velocidades. Distribución del número de Nusselt	97
Figura 4.15: Comparación entre los resultados numéricos y correlaciones experimentales para número de Nusselt local. Número de Rayleigh 3×10^5	98
Figura 4.16: Esquema numérico utilizado por Ouzanne y Galanis [2001]	99
Figura 4.17: Evolución axial del número de Nusselt. Ouzanne y Galanis [2001]	99
Figura 4.18: Eficiencia térmica del captador. Datos experimentales y numéricos. 144 kg/h. Fluido: Agua.....	100
Figura B. 1: Malla utilizada. 60x300	108
Figura B. 2: Detalle de la malla. Refinamiento en la pared.	109
Figura B. 3 Número de Nusselt local a lo largo de la pared caliente. Mallas de 50x100, 75x150 y 100x200. Fuente: Hsieh&Lien, Heat and Fluid Flow.	109
Figura B. 4: Valor de y^+ , a lo largo de la pared caliente y fría. Número de Rayleigh 300000. ..	110

Índice de tablas

Tabla 2. 1: Modelo numérico. Opciones implementadas.	46
Tabla 2. 2: Constantes del modelo de turbulencia. Condiciones de contorno en paredes.	48
Tabla 2. 3: Funciones de amortiguación para los diferentes modelos de turbulencia.	48
Tabla 2. 4: Número de Nusselt promediado a lo largo de la pared vertical	52
Tabla 3. 1: Hipótesis de simulación	72
Tabla 4.1: Datos geométricos tubo-absorbedor	82
Tabla 4.2: Propiedades de los materiales y dimensiones geométricas	83
Tabla 4.3: Resumen de las condiciones de contorno.....	96

Capítulo 1: Introducción

1. Interés y justificación del proyecto

El aprovechamiento de la energía solar como una energía renovable ha estado entre los intereses principales de muchos ingenieros e investigadores a lo largo de estos dos últimos siglos debido a sus amplias aplicaciones, entre ellas la generación de electricidad y la producción de agua caliente sanitaria.

Hoy en día, los sistemas para producción agua caliente sanitaria (ACS) se usan tanto en el sector residencial, como en el terciario y en establecimientos industriales. La producción de ACS mediante la utilización de la energía solar puede reducir los costes hasta en un 70%.

Desde la década de los 70 se le prestó una atención especial a este tipo de sistemas, sobre todo, a partir de la crisis global de 1973. Desde entonces la eficiencia de los colectores solares se ha mejorado progresivamente. Estas mejoras se pueden atribuir al uso de nuevos materiales y recubrimientos selectivos, la mejora de los aislamientos térmicos y el desarrollo de tratamientos adecuados a las cubierta de vidrio para mejorar el efecto invernadero en el interior del captador.

Debido a todas estas mejoras, en la actualidad, una de las pocas alternativas para incrementar la eficiencia de los colectores solares planos pasa por mejorar la transferencia de calor entre el absorbedor y el fluido calo-portador. Está puede mejorarse bien reduciendo la resistencia térmica de la soldadura absorbedor-tubo o bien mejorando el coeficiente interno de transmisión de calor por convección. En el primer caso existen serias limitaciones debido a que la lámina del absorbedor es de un espesor muy pequeño y la técnica de soldadura es compleja. En el segundo caso se puede conseguir una mejora de la transferencia de calor mediante la utilización de dispositivos insertados tipo muelle o láminas en espiral.

La caracterización experimental de las mejoras implementadas en un captador solar requieren: fabricar el prototipo, disponer de un banco de ensayos correctamente instrumentado, y de que se produzcan durante un periodo de tiempo suficiente las condiciones climatológicas adecuadas para que se pueda obtener de forma fiable la curva de eficiencia del captador. Todo esto supone unos costes muy elevados para los fabricantes.

La simulación numérica es una herramienta que podría reducir costes de forma significativa en estas fases de implementación y prueba de las mejoras introducidas. Por todo ello, disponer de un modelo validado resultaría de gran utilidad y reduciría los costes de implementación y ensayo experimental de las mejoras producidas.

2. Antecedentes

Este Trabajo Fin de Periodo Formativo de Doctorado (TFPFD) es una continuación del PFC anterior, titulado “Análisis del mecanismo de transferencia de calor en colectores solares térmicos y de la influencia de las condiciones de contorno”. En este trabajo se realizaron importantes avances para la consecución de un modelo numérico global de captador solar plano. Sin embargo, las diferencias desde el punto de vista de la curva de eficiencia todavía daban pie a seguir mejorando el modelo.

En este caso, se percibió que la atención sobre el proceso de convección natural entre absorbedor y cubierta de vidrio no había sido suficiente. De manera que se hacía necesario realizar un análisis en profundidad de este mecanismo de transmisión de calor, causante de una parte de las pérdidas de energía del colector al ambiente. Por lo tanto, continuando con la metodología utilizada en trabajos anteriores, se pretende desarrollar un numérico que permita primero validar la metodología e hipótesis de simulación para resolver la convección natural en la cavidad de aire del captador, y posteriormente implementar este sub-modelo de convección natural en el modelo global del captador.

Es este trabajo se realiza inicialmente una revisión crítica de los trabajos publicados en la literatura abierta y de los avances dentro de esta línea de investigación caracterizada por la existencia de un elevado número de publicaciones. También se presenta el sub-modelo desarrollado para validar el esquema numérico y post-procesado de la transferencia de calor en el mecanismo de convección mixta en el interior de los conductos que forman el captador.

Posteriormente, como se ha adelantado, se desarrolla un sub-modelo numérico del problema aplicado a las características y condiciones similares a las de un colector solar plano, de manera que se pueda estudiar el patrón de flujo y transmisión de calor.

Los resultados obtenidos con este sub-modelo se utilizan para crear un modelo global de un colector solar plano que permita analizar diferentes mejoras sobre el equipo sin necesidad de construir un prototipo para realizar los ensayos correspondientes.

El TFPFD se enmarca dentro de la línea de trabajo de “Mejora de la eficiencia en captadores solares térmicos” del Grupo de Investigación de Mecánica de Fluidos e Ingeniería Térmica. Los trabajos realizados en materia de simulación numérica, en la que se centra este TFPFD, se complementa con los trabajos experimentales que se vienen desarrollando durante los últimos cuatro años en los dos bancos de ensayo de los que se dispone, uno exterior, en el que se pueden ensayar dos captadores a escala real simultáneamente montados sobre un seguidor solar a dos ejes, y otro interior, en construcción, en el que se podrán ensayar en condiciones mucho más controladas también dos captadores solares, en este caso a escala, formados por sólo tres tubos. En esta instalación se tiene previsto realizar ensayos de caracterización del flujo para diferentes ángulos de inclinación, diferentes fluidos, incluyendo nanofluidos, etc.

3. Características geométricas y constructivas en captadores solares planos

Un colector solar es un tipo de intercambiador de calor que transforma la energía procedente de la radiación solar en calor, transmitiendo el mismo a un fluido de trabajo circulante, que aumenta su temperatura, para un posterior aprovechamiento. Dentro de los tipos de colectores solares, los que son objeto de nuestro estudio son los colectores solares planos.

Los colectores solares térmicos son dispositivos que actúan como un receptor que recoge la energía procedente del Sol, calentando una placa, que calienta a su vez al fluido. Se utilizan en aplicaciones en las que se requiere que la energía se libere a temperaturas bajas, como en la edificación, el sector terciario, etc. Su temperatura de operación no suele pasar de los 100°C.

Se caracterizan además, por usar tanto la radiación solar directa como la difusa, por lo que no necesitan seguir continuamente el recorrido del Sol. Además, su mantenimiento no es nada costoso y son de construcción simple.

Existen muchos diseños de colectores solares planos, profundizándose en algunos en apartados posteriores. A continuación se exponen las características y elementos propios de un colector solar plano, esto es, sus componentes y sus áreas características.

3.1. Componentes de un captador solar

3.1.1. Cubierta de vidrio

Su misión es producir efecto invernadero dentro del captador, reducir las pérdidas por convección y asegurar la estanqueidad del colector al agua y al aire, en unión con la carcasa y las juntas. El efecto invernadero producido impide que toda la radiación que la ha cruzado hasta alcanzar al absorbedor salga al exterior, reteniendo la radiación en su interior.

Una cubierta exterior debe cumplir las siguientes características:

- Alto coeficiente de transmisión de la radiación solar
- Bajo coeficiente de transmisión para radiación de onda larga
- Bajo coeficiente de conductividad térmica
- Alto coeficiente de reflexión para la longitud de onda larga de la radiación emitida
- Coeficiente de dilatación pequeño

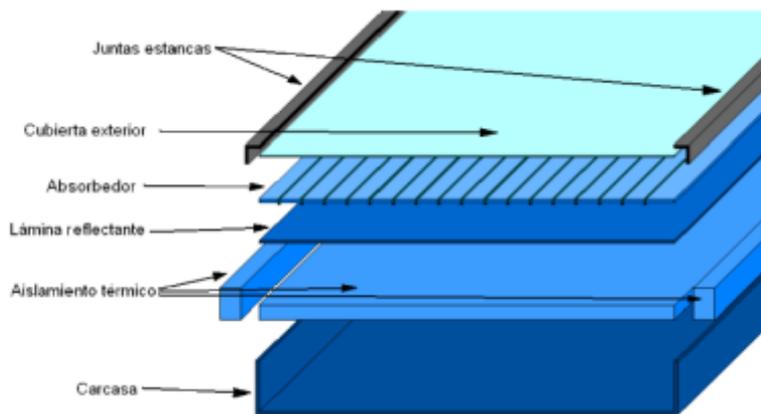


Figura 1. 1: Componentes de un colector

3.1.2. Absorbedor

El elemento fundamental del captador. Su función es absorber la radiación solar y transformarla en energía térmica, que se transmite al fluido circulante por tubos. Existen distintos modelos, entre ellos:

- Dos placas metálicas de cobre separadas por unos milímetros, entre las cuales circula el fluido caloportador.
- Placa metálica de cobre sobre la cual están soldados o embutidos los tubos por los que circula el fluido caloportador. En lugar de una placa metálica se puede dotar de unas aletas de cobre a los tubos de cobre.
- Dos láminas de metal de cobre unidas a gran presión excepto en los lugares que forman el circuito del fluido calo portador, los cuales han sido abombados mediante insuflación de aire.

Las características e indicaciones de la placa absorbadora son las siguientes:

- Los tratamientos de la superficie mediante pinturas son más económicos que los tratamientos selectivos pero tienen menos duración.
- Si la instalación va a funcionar mediante termosifón las pérdidas de carga no deben ser superiores a 3 mm.c.a por m² de superficie de captación, para que la circulación sea la adecuada y no se produzcan grandes saltos térmicos.
- No se debe mezclar el cobre y el acero, para evitar la corrosión de este último.
- El fluido caloportador que circula por la placa debe tener un reparto de temperaturas equilibrado, es decir, el campo de temperaturas debe ser lo más homogéneo posible.
- Las entradas y salidas del fluido deben ser suaves de manera que las pérdidas locales sean bajas y que las soldaduras no estén forzadas para impedir posibles fugas.
- Se deben calorifugar bien las entradas y salidas para evitar pérdidas importantes debido a la creación de puentes térmicos entre la placa y los elementos no aislados.

3.1.3. Aislamiento

Es esencial su presencia, ya que reduce las pérdidas térmicas. El aislamiento recubre la pared trasera y los laterales del colector. Los aislantes térmicos se caracterizan por:

- Resistir altas temperaturas sin deteriorarse, lo que muchas veces se consigue colocando entre la placa y el aislante una capa reflectante, que impida que el aislante reciba directamente la radiación.
- No desprender vapores al descomponerse por el calor y en caso de ocurrir que no se adhieran a la cubierta.
- No degradarse por el envejecimiento u otro fenómeno a la temperatura habitual de trabajo.

Los materiales más usados para los aislamientos son la lana de vidrio y la lana mineral, la espuma rígida de poliuretano y el poliestireno expandido.

3.1.4. Carcasa

La carcasa protege y soporta los elementos constituyentes del colector solar y cumple las siguientes características:

- Rigidez y resistencia estructural que asegure la estabilidad. Es de suma importancia ya que debe resistir las cargas de viento.
- Resistencia de los elementos de fijación mecánica para los esfuerzos a transmitir.
- Resistencia química a la corrosión y a los efectos corrosivos de la atmósfera y a la inestabilidad química debido a las inclemencias del tiempo, ya que deben estar a la intemperie.
- Evitar toda geometría que permita la acumulación de agua, hielo o nieve en el exterior del colector.
- Permitir un fácil desmontaje de la cubierta para poder tener acceso a la placa captadora.

4. Metodología de simulación numérica. Mecanismos de transferencia de calor involucrados.

Tanto en este trabajo, como en los que le preceden, la metodología numérica ha consistido en desarrollar sub-modelos simplificados que permitan, con un coste computacional reducido, validar el esquema numérico (malla computacional, modelos utilizados, esquemas de discretización, post-procesado, etc.) con soluciones disponibles en la literatura abierta.

Posteriormente, una vez validados estos sub-modelos parciales, las soluciones encontradas se van acoplado para formar el modelo numérico global que permite la descripción completa de los procesos de la mecánica de fluidos y la transmisión de calor involucrados en un captador solar plano.

La ventaja de este proceso es que las decisiones tomadas a la hora de modelar cada fenómeno han sido debidamente justificadas anteriormente, lo que aporta más fiabilidad a la solución global, teniendo en cuenta la complejidad numérica que supone la modelización acoplada de todos los procesos concurrentes.

Aun así, una vez que se ha llegado a la solución numérica global, los resultados son comparados con las curvas de eficiencia térmica de un captador solar estándar para poder verificar el ajuste entre ellas.

Llegar a un modelo global validado tanto por partes, a través de la validación de los sub-modelos, como globalmente, a través de la curva de eficiencia obtenida experimentalmente, permitirá conocer en profundidad cuáles son las características de los flujos de calor y de masa según las condiciones de operación de un captador solar plano. Convirtiéndose este modelo numérico en una herramienta muy potente y flexible para examinar distintas técnicas que aumenten la eficiencia térmica sin necesidad de construir distintos prototipos para ello. Entre las posibilidades de mejora que se pueden investigar están: estudiar la influencia del diseño y tamaño de la soldadura absorbedor-tubo, de la posición del tubo sobre el absorbedor, o del ángulo de inclinación del captador. Otro camino que también se va a estudiar es la posibilidad de insertar elementos en el interior de los conductos como muelles o láminas en espiral para mejorar la transferencia de calor.

A continuación se van a describir brevemente cuáles son los mecanismos de transferencia de calor y los sub-modelos numéricos utilizados para modelarlos. En líneas generales el problema ha sido resuelto usando el código comercial de propósito general, FLUENT, basado en el método de los volúmenes finitos. Las ecuaciones de conservación han sido discretizadas usando esquemas upwind de segundo orden, y el acoplamiento entre presión y velocidad ha sido resuelto usando el algoritmo SIMPLE.

4.1. Sub-modelo de radiación

Dentro del sub-modelo de radiación, se debe tener en cuenta: por un lado la radiación solar incidente que se transmite a través de la cubierta de vidrio al interior del modelo y que posteriormente es absorbida por la placa absorbidora, y por otra parte, el intercambio de energía radiante (radiación de longitud de onda larga) que se produce entre las paredes que forman la cavidad de aire entre cubierta de vidrio y absorbedor.

El modelo de radiación utilizado es una combinación entre los algoritmos "Solar Ray Tracing", y "Surface to Surface" (S2S).

El algoritmo "Solar Ray Tracing" trabaja como una fuente de generación de calor, este flujo de calor se acopla como un nuevo término a la ecuación de la energía sobre las celdas que rodean la superficie irradiada en función de la posición del Sol, los parámetros de iluminación y las propiedades ópticas de la superficie. En el caso de materiales opacos es necesario definir la absorptividad en las dos bandas, y para semi-transparentes se requiere tanto la absorptividad como la transmisividad. Estos valores se especifican para el caso en el que los rayos inciden de forma normal a la superficie, y es FLUENT, el que interpola para obtener su valor según el ángulo de incidencia. El algoritmo tiene en cuenta la carga difusa transmitida a través de la cubierta de vidrio y también la radiación que se dispersa en el interior del dominio, si el fluido (en este caso aire) absorbiera parte de la radiación.

Por otra parte, el algoritmo "Surface to Surface", tiene en cuenta el intercambio de energía radiante que se produce como consecuencia de la radiación de longitud de onda larga emitida por el absorbedor y las superficies que lo circundan. El algoritmo S2S usa la suposición de que

las caras son superficies grises y difusas, es decir, que las propiedades de las superficies son independientes de la longitud de onda, y que según la ley de Kirchoff, la emisividad y la absorptividad para cada banda son iguales. Otra de las suposiciones del modelo de radiación es que el medio que separa las superficies no tiene influencia en la energía irradiada G ; la energía incidente dentro de cada superficie será una parte reflejada (ρG), o absorbida (αG) y otra fracción puede ser transmitida (τG). Como la mayoría de las superficies (excepto el vidrio que cubre el colector) son tratadas como opacos la transmisividad puede ser eliminada y entonces se cumple:

$$\alpha + \rho = 1$$

Y, como hemos dicho, α es igual a la emisividad, por lo que se tiene:

$$\rho = 1 - \varepsilon$$

La ecuación de la energía usada en el modelo S2S está compuesta de la energía directamente emitida y reflejada. La energía reflejada por cada superficie es independiente de la energía incidente en la superficie por lo que puede ser expresada como una función del flujo de energía que deja todas las superficies radiantes. El flujo de energía que deja la superficie K se describe como:

$$q_{out,k} = \varepsilon_K \sigma T_k^4 + \rho_k q_{in,k}$$

donde $q_{out,k}$ representa el flujo de energía que deja la superficie, $q_{in,k}$ el flujo de energía incidente sobre la superficie, ρ_k es la reflectividad de la superficie, ε_K es la emisividad y σ es la constante de Boltzman y T es la temperatura.

La cantidad de energía incidente desde una superficie a otra superficie será directamente proporcional a los factores de forma. Los factores de forma F_{jk} es la fracción de energía incidente que deja la superficie k e incide sobre la superficie j . Por lo que el flujo incidente de energía $q_{in,k}$ puede ser expresado en términos de la energía que deja todas las otras superficies:

$$A_k q_{in,k} = \sum_{j=1}^N A_j q_{out,j} F_{jk}$$

Donde A_k es el area de la superficie k y F_{jk} es el factor de forma entre la superficie k y la superficie j . Para N superficie usando la denominada relación de reciprocidad, dada por:

$$A_j F_{jk} = A_k F_{kj} \text{ para } j = 1, 2, 3, \dots, N$$

Por lo que:

$$q_{in,k} = \sum_{j=1}^N q_{out,j} F_{kj}$$

Entonces la ecuación del flujo de energía saliente de una superficie se puede expresar como:

$$q_{out,k} = \epsilon_k \sigma T_k^4 + \rho_k \sum_{j=1}^N q_{out,j} F_{kj}$$

4.2. Convección natural en cavidades

La tasa de transferencia de calor entre las dos placas inclinadas dentro de cierto ángulo que forman la cubierta de vidrio y el absorbedor, tiene una gran importancia a la hora de mejorar la eficiencia de un colector solar. El efecto de la gravedad junto con la diferencia de temperaturas, hacen posible la aparición de flujos convectivos debido al gradiente de densidades del aire encerrado entre el absorbedor y la cubierta o cubiertas de vidrio.

Para tener en cuenta los fenómenos de flotabilidad se utiliza la aproximación de Boussinesq. Es decir, la densidad es constante en todos los términos de las ecuaciones que describen el problema excepto para el término de fuerzas másicas en la ecuación de cantidad de movimiento en dirección paralela a la aceleración de la gravedad, donde se reemplaza por: $g[1 - \beta(T - T_0)]$. Donde el coeficiente de expansión térmica se calcula asumiendo la hipótesis de gas perfecto, por lo que $\beta = 1/T_0$.

Esta elección se justifica en que para muchos problemas de convección natural se puede conseguir una convergencia más rápida con esta aproximación que introduciendo la densidad como función de la temperatura de forma generalizada en el sistema de ecuaciones que describe el movimiento.

El flujo, para una elevada relación de aspecto y alto número de Rayleigh, se vuelve turbulento aunque las velocidades, por la propia naturaleza de estos flujos, sean bajas. Las características propias de la convección natural hacen que no se pueda utilizar una ley de pared para modelar los contornos, por ello, el modelo que se va a utilizar es un modelo de turbulencia RANS, concretamente el modelo de Launder y Sharma, que incluye funciones de amortiguación de los efectos de pared para asegurar que los esfuerzos viscosos sean los predominantes en contraposición con los esfuerzos de Reynolds en estas regiones.

Se ha desarrollado un sub-modelo simplificado para validar el modelo de turbulencia utilizado con correlaciones disponibles en la literatura abierta que se detalla en el Capítulo 2.

4.3. Convección mixta en conductos

La convección mixta es un régimen habitual en el proceso de transmisión de calor en el interior de los conductos que forman los captadores solares. Los caudales bajos unidos a un flujo de calor elevado a través de soldadura tubo-absorbedor provocan que los efectos de flotación sean importantes. De manera que se genera un gradiente de densidades en el flujo, y como consecuencia un movimiento de flotación que se superpone a propio flujo forzado.

Debido a estas recirculaciones transversales, el coeficiente de transmisión de calor en la parte inferior del tubo es mayor que en la parte superior, por lo que además de variar a lo largo del tubo, varía dentro de cada una de las secciones. De ahí que se pueda estimar un número Nusselt promediado en una sección concreta como:

$$\overline{Nu_x} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Nu_x(x, \theta) d\theta$$

Al igual que para el epígrafe anterior los efectos que provocan el gradiente de densidades son importantes. En este caso se han tomado las propiedades del fluido en función de la temperatura en vez de utilizar la aproximación de Boussinesq, encontrándose buen grado de concordancia entre los resultados numéricos y las correlaciones experimentales.

En el Capítulo 3 se desarrolla un sub-modelo simple para validar la malla utilizada y el post-procesado del número de Nusselt.

4.4. Pérdidas por radiación y convección

Para terminar de completar el modelo global se han tenido en cuenta las pérdidas de energía que se producen al exterior a través de los contornos. Se han considerado las paredes laterales y la parte posterior del captador como superficies isotermas, que se mantienen a la temperatura ambiente .

Sobre la cara superior del captador formada por la cubierta de vidrio, , en cambio, se ha considerado que puede estar sometida a la acción del viento, a la vez que emite energía radiante al exterior. Por ello, en este caso la condición de contorno elegida tiene en cuenta tanto las pérdidas por convección como por radiación, de manera que:

$$q = h_{ext}(T_{ext} - T_w) + \varepsilon_{ext}\sigma(T_{\infty}^4 - T_w^4)$$

Donde h_{ext} es el coeficiente convectivo debido a la velocidad del aire, que se obtiene a partir de una correlación experimental, T_{ext} es la temperatura ambiente exterior, T_w , es la temperatura de la superficie, ε_{ext} , es la emisividad de la cubierta de vidrio, σ , es la constante de Stefan-Boltzman, T_{∞} , es la temperatura de la fuente o sumidero de radiación.

5. Revisión bibliográfica

5.1. Convección natural en cavidades

Los flujos debidos a la convección natural en cavidades cerradas han sido objeto de numerosos estudios desde mediados del siglo pasado. Su particularidad principal, con respecto a otro problema ampliamente tratado como es el de la convección natural sobre una placa, es que las capas límite desarrolladas en las proximidades de las paredes encierran en su interior un núcleo influenciado por las mismas. Esta interacción entre núcleo y capa límite dificulta la obtención de soluciones analíticas. Además, la posible aparición de más de un flujo en el interior del núcleo (celdas) hace todavía más complicado el estudio de este fenómeno.

Los parámetros adimensionales, como se verá posteriormente, asociados al problema de la convección natural en cavidades son: el número de Rayleigh, $Ra = g\beta\Delta TL^3/\alpha\nu$, el número de Prandtl, $Pr = \nu/\alpha$, y la relación de aspecto, $A = H/L$. Dependiendo del número de Rayleigh y de la relación de aspecto se puedan dar en el interior de la cavidad diferentes regímenes, pasando por laminar, transición y turbulento. Otro de los parámetros que también va a afectar

al mecanismo de convección natural es la inclinación de la cavidad, muy importante desde el punto de vista del modelado de colectores solares.

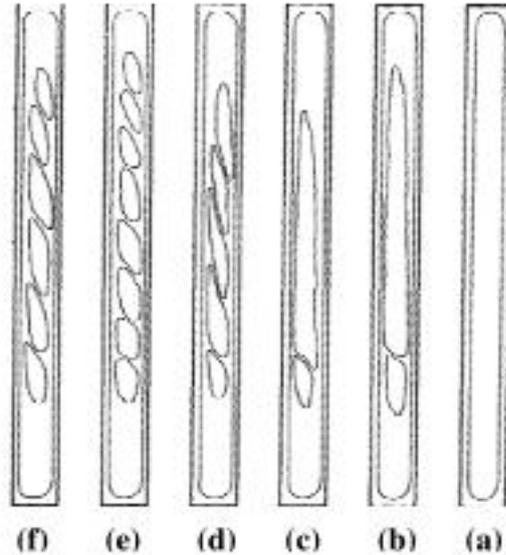
A continuación se van a revisar algunos de los artículos más relevantes, tanto desde el punto de vista experimental como numérico, relacionados con la convección natural en cavidades. Más especialmente aquellos que estudian problemas con alta relación de aspecto y el efecto de la inclinación, dada su conexión con los mecanismos de transferencia de calor que tienen lugar en los colectores solares planos.

Se presentan en primer lugar los trabajos más relevantes realizados sobre cavidades verticales con diferente relación de aspecto y para flujos laminar y turbulento, la mayoría de ellos experimentales. Posteriormente se presentan los estudios realizados sobre cavidades inclinadas, que son mucho menos numerosos y limitados en cuanto a los resultados disponibles.

5.1.1. Cavidades verticales. Estudios experimentales

Régimen Laminar

El trabajo experimental de Elder [1965] , acerca de la convección natural en cavidades verticales, fue uno de los artículos más completos de su tiempo, aunque no se incluían resultados en cuanto a la transferencia de calor. Elder realizó experimentos en cavidades rectangulares cuyas paredes verticales estaban sometidas una diferencia de temperatura mientras que las horizontales estaban aisladas. Trabajó en cavidades donde el flujo permanecía bidimensional, con una relación de aspecto entre 1 y 60, un número de Prandtl igual a 10^3 y un número de Rayleigh de hasta 10^8 . Elder encontró que para números de Rayleigh por debajo de 10^3 (régimen de conducción) se generaba un movimiento estacionario unicelular con fluido ascendiendo a lo largo de la pared caliente y descendiendo por la fría. Cuando el número de Rayleigh alcanzaba 3.6×10^5 aparecía un segundo conjunto de líneas de corriente, como se ve en la figura, una celda pequeña en la parte inferior y otra de mayor tamaño en la zona superior. A medida que se seguía incrementando el número de Rayleigh se iban generando más celdas, y cerca de $Ra = 10^6$, aparecía un flujo terciario, en la forma una circulación con líneas de corriente muy juntas y con un movimiento contrario al de los flujos primario y secundario.



**Figura 1. 2: Líneas de corriente de los flujos secundarios para valores de número de Rayleigh:
 (a) $Ra=3 \times 10^5$; (b) $Ra=3.6 \times 10^5$; (c) $Ra=4 \times 10^5$; (d) $Ra=4.9 \times 10^5$; (e) $Ra=5.8 \times 10^5$; (f) $Ra=6.8 \times 10^5$**

Los perfiles de temperatura medidos por Elder son muy similares a los que encontraron Eckert y Carlson [1961], que experimentaron con cavidades de aire con paredes verticales isotermas. Su montaje experimental les permitía un rango de 2.1 a 46.7 en la relación de aspecto y una diferencia de temperatura entre 10 y 160°C. En estas condiciones el número de Rayleigh podía ser variado desde 200 a 2×10^5 . Los resultados del campo de temperatura, figura , mostraban un perfil lineal en la región central de la cavidad, es decir, lo que se conoce como régimen de conducción, que ocurría para valores de bajos del número de Rayleigh. Sin embargo, para ciertos valores de Ra , las capas límite crecían en las paredes verticales y el perfil de temperaturas permanecía horizontal en el centro de la cavidad. El espesor de dicha capa límite crecía en la dirección ascendente en la pared caliente y en la dirección descendente en la pared fría. Excluyendo las regiones cercanas a las esquinas, el crecimiento de la capa límite es similar al que se tiene en convección libre en una placa plana. Para las condiciones entre el régimen de conducción y el régimen de capa límite, lo que se conoce como, régimen de transición, los perfiles de temperatura permanecen curvados durante toda la altura de la cavidad, lo que demuestra que la transmisión de calor es por convección. Eckert y Carlson correlacionaron el valor local y medio del coeficiente de transmisión de calor para el régimen de transición y de capa límite, a su vez también concluyeron que el efecto de la relación de aspecto en el número de Nusselt es pequeño.

MacGregor y Emery [1969] presentaron resultados numéricos y experimentales para convección natural en cavidades verticales. Su objetivo era describir el efecto de la relación de aspecto, condiciones de contorno y propiedades del fluido en el flujo. Para ello estudiaron un amplio rango de números de Prandtl, desde 1 a 20000 y un número de Rayleigh hasta 1×10^7 . En la Figura 1. 4 se muestra el efecto de Ra en los perfiles de velocidad y temperatura para la zona central de la cavidad y un número de Prandtl y una relación de aspecto igual a 1. En función de punto de inicio del régimen de capa límite, caracterizado por la aparición de zonas en el perfil de temperatura con pendiente nula, distinguieron:

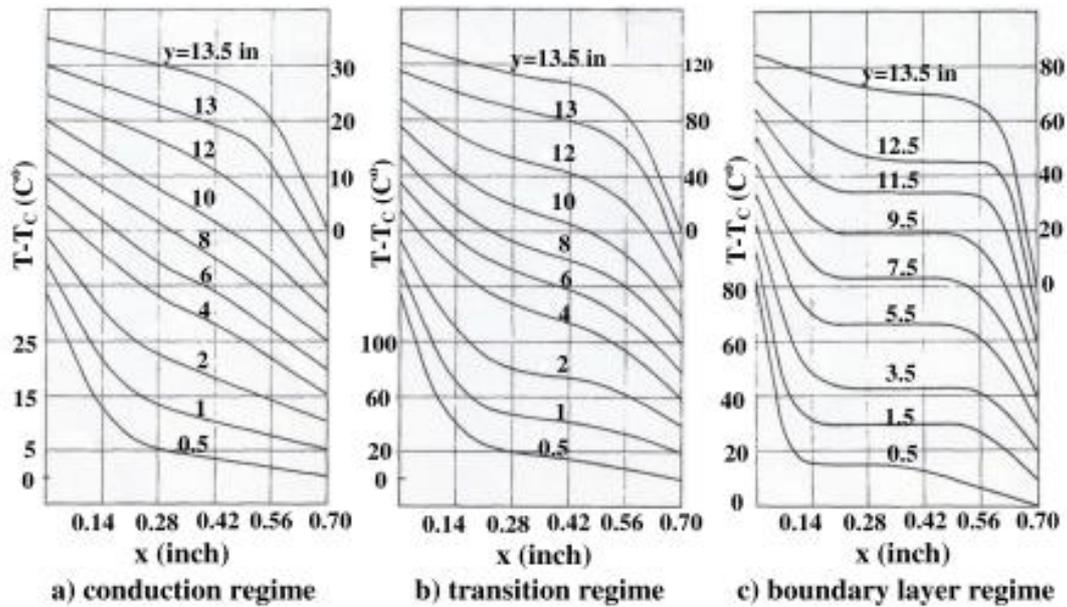


Figura 1. 3: Campo de temperaturas en cavidades de aire con paredes verticales isotermas. Eckert y Carlson

$$0 < Gr_L < 10^2 \quad \text{conducción}$$

$$10^2 < Gr_L < 10^4 \quad \text{transición}$$

$$10^4 < Gr_L \quad \text{capa límite}$$

Con respecto a la relación de aspecto, los resultados muestran que un incremento en dicho parámetro produce que el campo de temperatura se vuelva cada vez más lineal lo que significa un aumento en la importancia del régimen de conducción. Los resultados computacionales muestran como la relación de aspecto tiene un efecto importante en la reducción del valor del número de Nusselt, como se puede ver en la Figura 1. 5. Además también se puede observar que para números de Prandtl por encima de 1, el efecto es de este es insignificante, sin embargo para valores inferiores a uno, sí que tiene un peso importante.

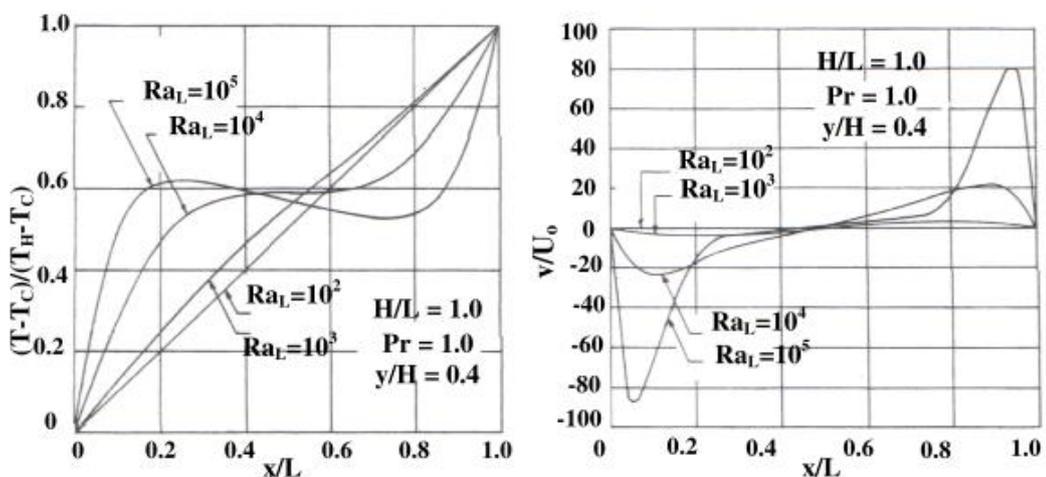


Figura 1. 4: Perfiles de temperatura y velocidad para distintos números de Rayleigh. McGregor y Emery

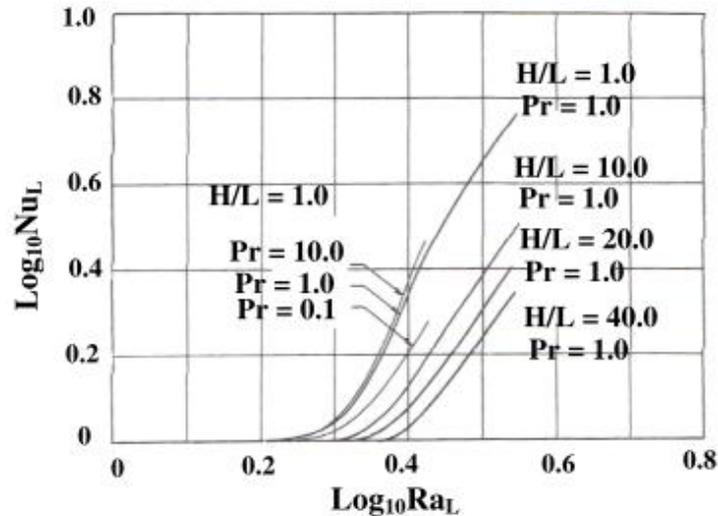


Figura 1. 5: Número de Nusselt para diferentes relaciones de aspecto y números de Rayleigh.

Yin et al. [1978] también condujeron investigaciones experimentales en cavidades verticales rectangulares con elevada relación de aspecto, para estudiar el papel de este parámetro en el campo de temperaturas y en la transmisión de calor, cubriendo un rango que va desde 4.9 hasta 78.7. Encontraron que el campo de temperatura para una relación de aspecto dada es independiente de la diferencia de temperaturas fijada entre las paredes activas, sin embargo, la relación de aspecto sí que tenía un efecto importante sobre los contornos que delimitan los diferentes regímenes. En cuanto a los resultados de transferencia de calor, concluyeron que el número de Nusselt es directamente proporcional al número de Grasshoff pero inversamente proporcional a la relación de aspecto, presentando unas correlaciones similares a las que ya existían.

Schmidt et al. [1986] llevaron a cabo investigaciones numéricas y experimentales del flujo de convección natural en una cavidad con paredes verticales isotermas, rellena de agua y con una relación de aspecto igual a 2. El estudio se realizó para un número de Rayleigh basado en la distancia entre paredes verticales, igual a 8×10^6 , cerca del límite superior del régimen laminar. Los resultados mostraron que el flujo principal ascendía por la pared caliente y cruzaba la cavidad en la parte superior hacia la pared fría, posteriormente descendía por la misma, y volvía hacia la superficie caliente cruzando la parte inferior de la cavidad. Asimismo se encontraron dos regiones de flujo secundario, una en la parte superior a lo largo de la pared caliente, y otra zona en la parte inferior a lo largo de la pared fría. El fluido permanecía estático en el centro de la cavidad, la componente de la velocidad en la dirección z es despreciable, por lo que el flujo es bidimensional. Las fluctuaciones de la temperatura a lo largo y ancho de la cavidad eran prácticamente despreciables por lo que se confirmaba que el régimen es laminar.

Hshieh y Wang [1994] realizaron experimentos acerca de la transmisión de calor y patrones de flujo para la convección natural en cavidades para un número de Rayleigh entre 8.7×10^2 y 2×10^9 con una relación de aspecto entre 1 y 20, y para fluidos diferentes: agua y aire. Como en la mayoría de las investigaciones presentadas, las cavidades verticales se mantenían a temperaturas constantes diferentes, mientras que las otras cuatro permanecían adiabáticas.

Los resultados confirmaron la existencia de un núcleo relativamente inactivo encerrado entre las capas límite. Se observaron tres fenómenos tridimensionales diferentes en las proximidades de los extremos de las paredes verticales, estos efectos se hacían cada vez más considerables a medida que se incrementaba el número de Rayleigh. El campo de temperaturas permanecía lineal a través del núcleo para $Ra_H < 1.4 \times 10^7$, indicando que el flujo de calor se producía por conducción. A medida que el número de Rayleigh aumentaba el efecto de la convección se vuelve cada vez más importante pudiéndose observar diferentes distribuciones de temperatura en el interior de la cavidad. En este trabajo también se realizaron cálculos sobre la transmisión de calor para diferentes números de Rayleigh, concluyéndose que, en régimen laminar, el número de Nusselt es una función de Rayleigh, de la relación de aspecto y del propio fluido, algo que concuerda con los estudios ya realizados.

Régimen Turbulento

El régimen turbulento se alcanza una vez que el número de Rayleigh supera un valor crítico, a partir de ese punto se produce la ruptura del movimiento de ondas que se mueven hacia arriba por la pared caliente y hacia abajo por la pared fría (flujo no estacionario), y que caracterizan el régimen de transición para la convección natural en cavidades verticales.

Otra de las consecuencias del aumento del número de Rayleigh es el incremento del proceso de mezclado entre la zona de pared y el interior de la cavidad, creando un núcleo turbulento que se va extendiendo hacia las paredes a medida que el número de Rayleigh aumenta.

Elder [1965], obtuvo experimentalmente el campo de temperaturas dentro de una cavidad que utilizaba agua como fluido de trabajo y cuya relación de aspecto fue de 11.36, mostrándose que excepto por las capas límite de pequeño espesor junto las paredes verticales, el interior presentaba una temperatura muy uniforme. Si observamos la distribución de temperatura en la zona media de la cavidad, (Figura 1. 6) se puede ver que en la región cercana a la pared existe un gradiente horizontal muy elevado, sin embargo, en el interior, fuera de la zona de mezcla entre la capa límite y el núcleo, la temperatura es uniforme. Esto indica que el flujo es turbulento en la zona interna de la cavidad, lo que fue confirmado gracias a la visualización del flujo, comprobándose que además de una temperatura constante, en el núcleo la velocidad media es nula.

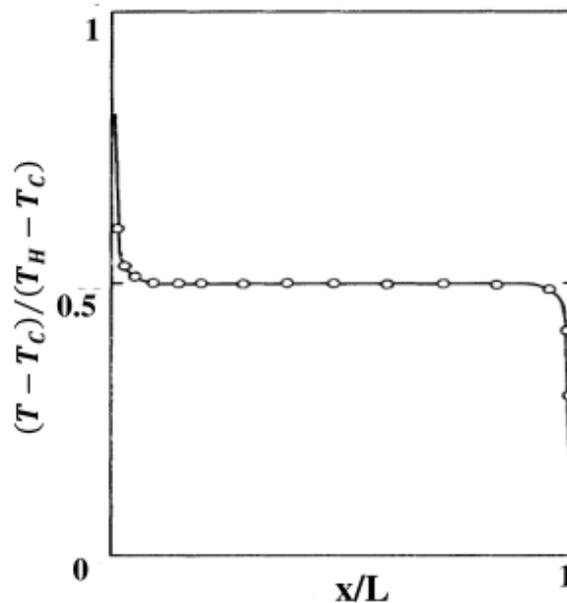


Figura 1. 6: Perfil de temperaturas en $y/H= 0.5$. Elder [1965]

Cowan *et al.* [1982] presentaron un estudio experimental acerca de la transmisión de calor en flujos turbulentos de convección natural para cavidades verticales, al igual que Elder, también utilizó agua como fluido de trabajo, y una relación de aspecto de 1.5 a 60.8. Los resultados presentados únicamente fueron validados para la zona interior de la cavidad, y mostraban que el fluido se encontraba estratificado, el perfil de temperatura vertical para un plano medio en la cavidad mostraba una variación lineal a lo largo de la altura de la cavidad. Así mismo también encontraron que el coeficiente global de transmisión de calor era independiente de la relación de aspecto, proponiendo una correlación similar a la encontrada por otros autores como MacGregor y Emery.

Renault *et al.* [1983] observaron como en cavidades verticales el desarrollo de la capa límite en la pared caliente era similar al desarrollo que se tiene para una placa plana. En la parte inferior de la superficie caliente, hasta $y/H < 0.2$, la capa límite presentaba las mismas características que en régimen laminar, poco espesor y con el pico de velocidad muy cerca de la pared. La transición de laminar a turbulento ocurría en $y/H = 0.2$ ($Gr_y = 0.06 \times 10^{10}$), momento en el que se observaba un aumento en la intensidad de la turbulencia. Esta región de transición se extendía hasta $y/H < 0.5$, caracterizada principalmente un rápido aumento del espesor de la capa límite, a partir de este valor el flujo era plenamente turbulento y la capa límite ocupaba la mitad del espacio entre la pared caliente y fría. La velocidad del flujo volvía a decrecer en una zona muy cercana a la parte superior de la cavidad, aproximadamente en $y/H < 0.95$. Sin embargo, el comportamiento en el pared fría se observó que era distinto, en este caso no se detectaba un zona laminar en la zona superior de la pared fría (donde comienza la formación de la capa límite) debido a la propia energía cinética que trae el fluido desde la pared caliente, además la intensidad de turbulencia disminuía de forma bastante lenta, por lo que el proceso de relaminarización solo se podía observar en la zona cercana a la zona inferior.

Cheesewright *et al.* [1986] llevaron a cabo una serie de experimentos en flujo bidimensionales en una cavidad con paredes verticales isotermas y una relación de aspecto de 6. El fluido de trabajo era aire ($Pr = 0.71$), y el número de Grasshoff basado en la altura de la cavidad fue de 10^{10} . Como otras investigaciones que ya han sido citadas, se tenía un núcleo con una variación lineal del perfil de temperaturas a lo largo de la altura de la cavidad, y un campo de velocidades asimétrico. La capa límite en la parte inferior de la pared caliente, tal y como observó Renault, una vez que el fluido frío cruza la base de la cavidad tiene muchas de las características del régimen lamina, es lo que se denomina proceso de relaminarización. Muchos investigadores achacan este fenómeno a las imperfecciones del aislamiento de las paredes horizontales.

Uno de los últimos trabajos experimentales en cavidades verticales para el estudio de la convección natural en régimen turbulento es el de Betts y Bokhari [2000]. En este caso se analizaron los resultados para dos números de Rayleigh $Ra_L = 0.86 \times 10^6$ y 1.43×10^6 , utilizando como fluido de trabajo aire. Se midieron las componentes media y fluctuante de los campos de temperatura y velocidad en diferentes alturas, los resultados mostraron que: el flujo era bidimensional con un estructura unicelular en la que las fuerzas de flotación conducen el fluido caliente hacia arriba por la pared caliente y hacia abajo por la pared fría. Para una relación de aspecto de 28, se comprobó que la componente vertical de la velocidad alcanzaba el máximo muy cerca de la pared, al contrario de lo que ocurre en cavidades cuya relación de aspecto es menor, el perfil de velocidad permanece lineal entre los máximos que se han mencionado.

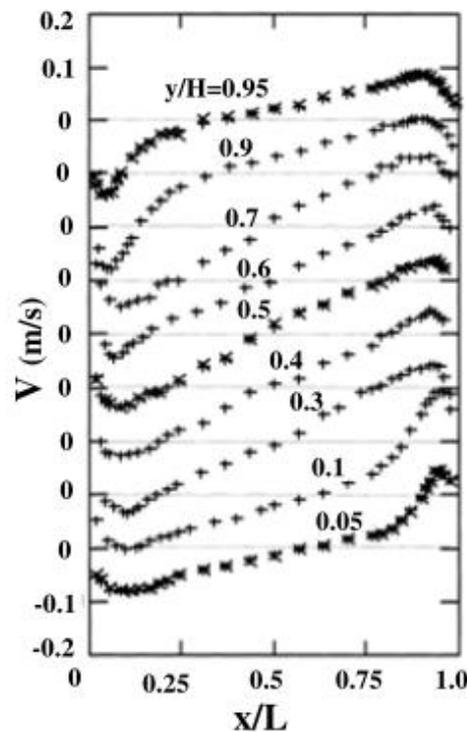


Figura 1. 7: Perfiles de velocidad media a diferentes alturas. $Ra=0.86 \times 10^6$. Betts y Bokhari [2000]

Por tanto la presencia de este gradiente de velocidad a través de la cavidad significa que, al contrario que en cavidades cuadradas, el núcleo es muy turbulento. De manera similar, la zona

del perfil de temperatura media entre las regiones cercanas a la pared también tiene una variación casi lineal.

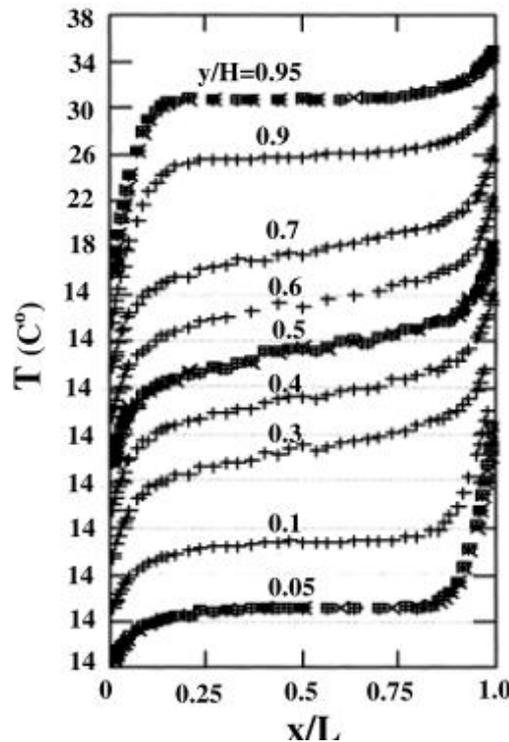


Figura 1. 8: Perfiles de temperatura media a diferentes alturas. $Ra=0.86 \times 10^6$. Betts y Bokhari [2000]

5.1.2. Cavidades inclinadas con alta relación de aspecto.

Los flujos de convección natural en cavidades inclinadas han recibido menos atención que los que hemos estudiado en la sección anterior. Desde el punto de vista experimental la mayoría de trabajos se centran en la cuantificación de la transmisión de calor, y son solo unos pocos presentan resultados sobre el campo de temperaturas y velocidades.

Dropkin y Somerscales [1965] fueron de los primeros en estudiar experimentalmente los efectos de la convección natural en cavidades inclinadas, usando diferentes fluidos y variando la relación de aspecto desde 4.41 hasta 16.56, para un número de Rayleigh entre 5×10^4 hasta 7.17×10^8 y para ángulos comprendidos entre 0° y 90° con respecto a la horizontal. Presentaron la siguiente correlación:

$$Nu_L = C(Ra)^{1/3}(Pr)^{0.075}$$

Donde C es una función del ángulo de inclinación. Esta expresión no fue bien acogida por la ausencia de la relación de aspecto, así como por la suposición de que el flujo era turbulento en todos los casos.

Ozoe *et al.* [1974] utilizaron un canal rectangular, tanto experimentalmente como numéricamente, para sus investigaciones sobre la transmisión de calor con una relación de

aspecto que va desde 1 a 15.55 y para un número de Rayleigh comprendido entre 3×10^3 y 1×10^5 . El ángulo de inclinación estudiado iba desde 0° (calentado desde abajo) a 180° (calentado desde arriba). Los resultados mostraron que cuando $\theta = 0^\circ$, el patrón de flujo está caracterizado por un serie de “rollos” con ejes paralelos entre ellos y perpendiculares al eje más largo de la cavidad (flujo de Raleigh-Bernard). Con pequeños incrementos en el ángulo, los “rollos” persisten pero el número de Nusselt \overline{Nu}_L disminuye alcanzando un mínimo local. Sin embargo, si el ángulo sigue aumentando, \overline{Nu}_L en primer lugar aumenta hasta alcanzar un máximo y después disminuye hasta la unidad, al patrón de flujo cambia hasta llegar a una única celda (caso de la cavidad vertical) que persiste hasta los 180° (calentado desde arriba).

Los ángulos críticos de inclinación, que corresponden al mínimo y al máximo descritos, dependen en gran medida de la relación de aspecto, y de manera menos relevante del número de Rayleigh. En la siguiente figura se puede observar el efecto del ángulo de inclinación sobre el número de Nusselt medio para una cavidad rellena de aire.

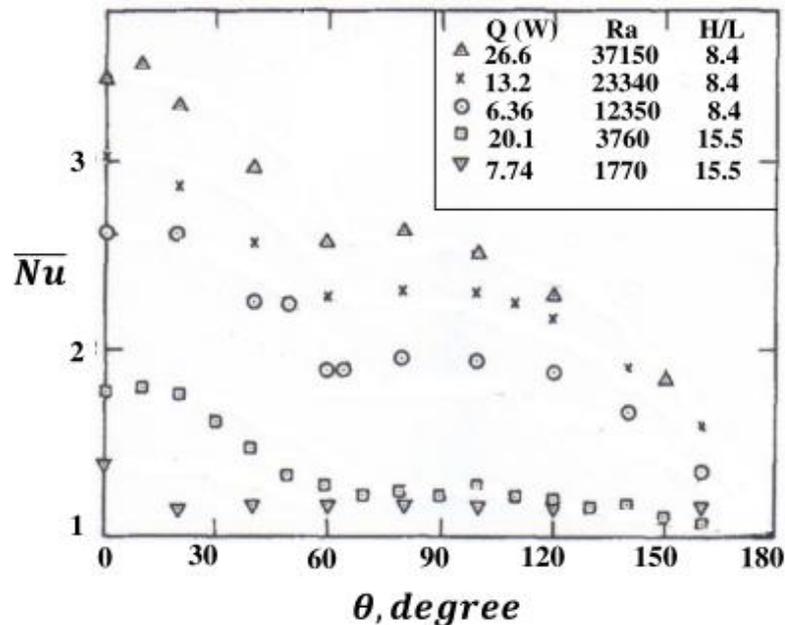


Figura 1. 9: Efecto del ángulo de inclinación sobre el número de Nusselt medio. Ozoe [1974]

Elsherbiny [1983] llevó a cabo un extenso estudio experimental para investigar el efecto del ángulo de inclinación y la relación de aspecto sobre la convección natural en cavidades rectangulares con aire. Dos paredes paralelas permanecían isotermas a diferentes temperaturas, y las otras dos que formaban la cavidad conducían muy bien el calor, dando lugar a un perfil de temperaturas lineal. Los ensayos se realizaron para una relación de aspecto comprendida entre 5 y 110, y para ángulos cuya inclinación va desde 0° (calentado desde abajo) hasta 90° y cubriendo un rango de número de Rayleigh entre 10^2 y 2×10^7 . Los resultados mostraron que para un ángulo de 60° (calentado desde abajo), el efecto de la relación de aspecto sobre el valor del número de Nusselt medio para bajos números de Rayleigh ($500 < Ra \cos\theta < 2 \times 10^4$) era muy importante, sin embargo, para $Ra \cos\theta > 2 \times 10^4$, el efecto era insignificante. Además, para un número de Rayleigh y una relación de

aspecto dada se comprobó que el número de Nusselt dependía de manera clara del ángulo de inclinación, aunque para bajos números de Rayleigh y ángulos comprendidos entre 60° y 90°, esta relación ya no era tan clara.

Este mismo autor también presentó resultados acerca del coeficiente de transferencia de calor local obtenido para la pared caliente. En las siguientes FIGURA se puede observar el número de Nusselt medio para la zona superior (Nu_1), para la zona intermedia (Nu_2), y también para la zona inferior (Nu_3) de una cavidad con una relación de aspecto igual a 10 y uno ángulos de inclinación de $\theta=60^\circ$ y $\theta=90^\circ$. El comportamiento general de estos tres parámetros adimensionales es muy similar, aunque Nu_2 es la mejor aproximación el valor medio en toda la cavidad.

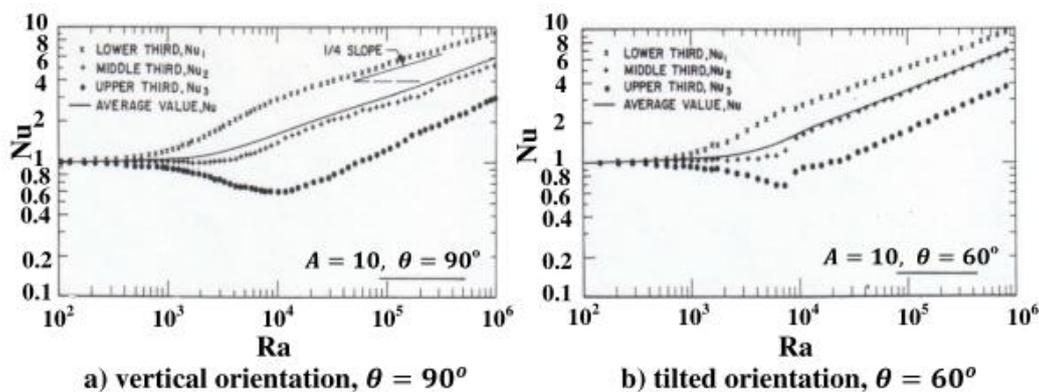


Figura 1. 10: Nusselt medio en la pared caliente. Elsherbiny [1983]

Lindhosrt *et al.* [1981] llevó a cabo diferentes ensayos para la visualización del flujo y la medida del campo de velocidades en flujos de convección natural en cavidades inclinadas para varias relaciones de aspecto (desde 0.25 a 7), y utilizando aire como fluido de trabajo. El trabajo se llevó a cabo para ángulos de inclinación entre 0 y 90° (calentado desde abajo) y un número de Rayleigh basado en la distancia entre placas isotermas entre 5×10^3 y 2.5×10^5 .

Según la visualización del flujo para una orientación vertical y una relación de aspecto de 7, el autor determinó que: la estructura unicelular y bidimensional se mantenía hasta valores inferiores a $Ra = 3.6 \times 10^4$, a medida que se aumentaba el número de Rayleigh, el régimen de capa límite comienza su aparición, y para $Ra = 1.5 \times 10^5$ emergía un flujo secundario cercano a las paredes de la cavidad con el mismo sentido que el flujo principal. Para $Ra = 2.5 \times 10^5$, llegaba a aparecer un flujo terciario con sentido de rotación contrario al del flujo principal. Para una orientación horizontal, con una relación de aspecto mayor que 1, el flujo se vuelve inestable después de alcanzar un valor crítico del número de Rayleigh, menor cuanto más pequeña es la relación de aspecto.

Para pequeños ángulos de inclinación, el flujo permanece estacionario incluso para valores altos de Ra. La transición de bidimensional a tridimensional ocurre para ángulos de inclinación más elevados conforme aumenta la relación de aspecto, en los casos donde este parámetro es mayor que 1.

5.1.3. Trabajos numéricos en cavidades inclinadas

Dentro de los trabajos numéricos revisados, solo unos pocos están dedicados a estudiar el flujo en cavidades inclinadas. Uno de los trabajos más citados es el llevado a cabo por Kuyper *et al.*[1992], realizó simulaciones numéricas bidimensionales para cavidades cuadradas tanto en régimen laminar como en régimen turbulento. El ángulo de inclinación de la cavidad estudiado fue desde 0° (calentado desde abajo) hasta 180° (calentado desde arriba) y el rango de número de Rayleigh estuvo comprendido entre 10^6 y 10^{10} . En cuanto al modelo numérico, se usó el método de los volúmenes finitos, junto con la corrección de presión-velocidad de Patankar. Para el régimen turbulento se utilizó el modelo $k-\epsilon$ estándar. La malla utilizada para este tipo de cavidades fue de 60x60.

En este artículo se discutieron los patrones de flujo para régimen laminar utilizando un caso con un número de Rayleigh igual a 10^6 , se comprobó que para 180° el fluido no tiene movimiento, y el número de Nusselt local a lo largo de la pared caliente es 1. Tan pronto como la cavidad se empieza a rotar (160°) se inicia el flujo, el fluido comienza a formar celdas junto a las paredes isotermas, aunque en los primeros momentos la masa de flujo que cruza de una de las paredes caliente a la fría es mínimo, a medida que la rotación es mayor, estas celdas disminuyen su tamaño, pero cada vez más fluido alcanza la pared opuesta. Finalmente a medida que nos acercamos a 90°, todo el fluido que deja la pared caliente llega a la fría, esto hace que el número de Nusselt aumente de forma muy rápida. En esta orientación lo que se tiene es una estructura de capas límite verticales a lo largo de las paredes activas y un núcleo estratificado. A medida que el ángulo es menor de 90°, se produce una aceleración del flujo a lo largo de las paredes adiabáticas, las celdas formadas en el interior del núcleo hacen que la estratificación del núcleo se pierda. Para una inclinación de 20°, la estructura está formada por 3 zonas: el flujo principal se mueve a lo largo de las paredes caliente y fría y deja las paredes adiabáticas antes de alcanzar de nuevo los lados isotermos, en el centro de la cavidad existe una celda girando en sentido contrario a las agujas del reloj que va creciendo a medida que vamos rotando la cavidad y por último, en la región donde se inicia el crecimiento de la capa límite de las paredes verticales, en las esquinas, se encuentran dos pequeñas celdas.

También se estudió el flujo en régimen turbulento, en este caso para un número de Rayleigh igual a 10^{10} . Se observó que para ángulos mayores de 90°, con un esquema de discretización híbrido se obtenían soluciones muy similares a las de régimen laminar. Para orientaciones cercanas a los 90° las simulaciones utilizando o no el modelo de turbulencia llegaban a resultados parecidos. Lo que se comprobó fue que para 90° el flujo estaba dominado por una capa límite de pequeño espesor a lo largo de la pared fría y caliente, lo que coincide a grandes rasgos con lo que ocurría en régimen laminar. Para un ángulo de 70°, el flujo estratificado cada vez va ocupando menos espacio en la cavidad. Las líneas de corrientes a lo largo de las paredes adiabáticas se van curvando, y el flujo va rebotando entre las paredes activas de manera perpendicular al campo gravitatorio. A medida que seguimos girando la cavidad, para ángulos entre 60 y 65°, el flujo serpenteante se va transformando en una serie de celdas en el centro de la cavidad. Para un ángulo de 50° de inclinación, la distribución de temperaturas del núcleo produce el crecimiento de las celdas a lo largo de las capas límite al contrario de lo que

ocurría con el régimen laminar. Finalmente para un ángulo de 45°, las dos celdas se unen en una, formando un flujo tridimensional.

Estos autores también concluyeron que numéricamente la transición de flujo bidimensional a flujo tridimensional está sujeta a un proceso de histéresis ya que dependiendo de cuál sea la solución inicial el ángulo en el que se produce es distinto. Por otra parte, esta transición depende además del número de Rayleigh.

Hamady *et al.* [1989] realizó un estudio similar al de Kuypers, en este caso estudió numéricamente y experimentalmente el efecto de la inclinación en flujos estacionarios de convección natural en cavidades cuadradas, utilizando como fluido de trabajo el aire. Se presentaron medidas del número de Nusselt medio y local para un rango comprendido entre 0° (calentados desde arriba) y 180° (calentados desde abajo) y un número de Rayleigh entre 10^4 y 10^6 , y se compararon con los resultados numéricos. En cuanto al modelo numérico, la característica más significativa fue que las paredes que experimentalmente están aisladas no se trataron como adiabáticas, sino que se introdujo como condición de contorno la lectura de las sondas de temperatura en esas paredes.

Presentaron resultados acerca de la influencia de la inclinación en el número de Nusselt medio para diferentes números de Rayleigh. La siguiente figura se puede ver claramente que un incremento del ángulo de inclinación desde 0° (calentado desde arriba) produce un aumento en la transferencia de calor hasta alcanzar un máximo entre 110° y 120°. A partir de este punto un incremento de ángulo provoca un descenso en la transferencia de calor media hasta llegar a un mínimo local entre 150° y 160°, cuando se produce la transición de flujo bidimensional a tridimensional.

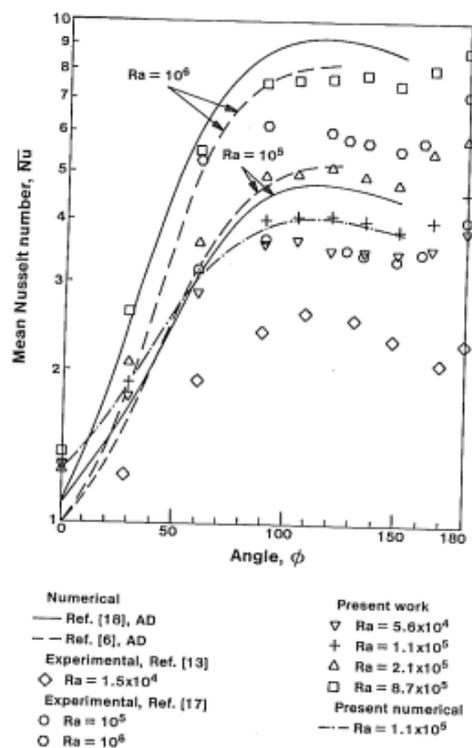


Figura 1. 11: Efecto de la inclinación en el número de Nusselt medio. Hamady [1989]

Los resultados mostraron un buen acuerdo con otros estudios experimentales como los de Arnold *et al.* y con las investigaciones numéricas de Ozoe *et al.* Además se pueden apreciar la similitud de estos resultados con los obtenidos por Kuyper.

Un trabajo más reciente es el realizado por Băiri *et al.* [2007] , en este caso también se estudiaron los fenómenos de convección natural en cavidades rectangulares rellenas de aire tanto desde el punto de vista experimental como numérico. Como en los casos anteriores, dos de las paredes que forman la cavidad son isotermas , cumpliendo que $T_h > T_c$. El ángulo de estudio estaba comprendido entre 0° y 360° , lo que incluye el análisis del flujo para una orientación vertical, 0° , el problema de Raleigh-Bernard (la pared caliente abajo, 90°) y el régimen de conducción (pared caliente arriba, 270°). Este estudio se llevó a cabo para una cavidad con una relación de aspecto de 0.75 y también para 1.5. El número de Rayleigh cubierto va desde 10 a 10^8 .

En cuanto al procedimiento numérico, se usó el método de los elementos finitos para realizar simulaciones en tres dimensiones. El dominio se discretizó usando una malla estructurada no uniforme, el número de celdas de media fue $52 \times 52 \times 104$, refinando las zonas cercanas a la pared para modelar de manera adecuada los efectos viscosos y la transmisión de calor en la capa límite. En estas regiones se utilizó el modelo “two-layer” o doble capa para tener en cuenta los fenómenos de turbulencia.

En cuanto a los resultados, se analizaron los efectos ,sobre el número de Nusselt, de la relación de aspecto, el número de Rayleigh y la influencia del ángulo de inclinación. Se comprobó que el número de Nusselt no depende del número de Rayleigh cuando este último es inferior a 10^3 , observándose además que prácticamente Nusselt es igual a 1 independientemente del ángulo de inclinación. Para números de Rayleigh superiores a 10^3 , el número de Nusselt sí que depende de Rayleigh, aunque esta tendencia es más moderada cuando la pared caliente ocupa la parte superior de la cavidad.

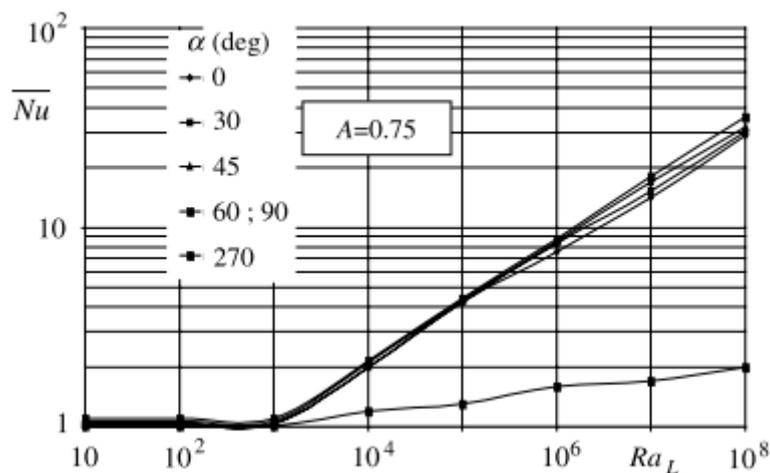


Figura 1. 12: Influencia de la relación de aspecto A sobre el número de Nusselt medio para un Rayleigh comprendido entre 10 y 10^8 . Băiri [2007]

En cuanto a la influencia del ángulo, los autores concluyeron que para números de Rayleigh inferiores a 10^3 es prácticamente nula. Sin embargo, para valores superiores a 10^3 , el número de Nusselt tiende a crecer cuando la cavidad se inclina un ángulo comprendido entre 0 y 60° , aunque entre 60 y 90° prácticamente no se ve afectado. Como se puede comprobar en la siguiente figura, a medida que el número de Rayleigh se incrementa, la influencia del ángulo de inclinación es cada vez más marcada.

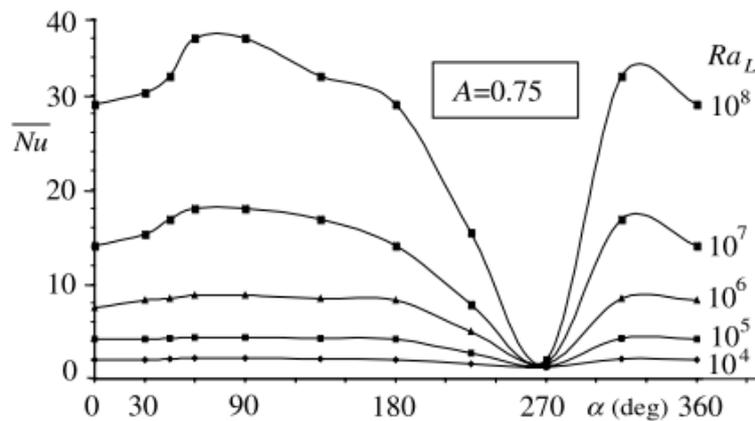


Figura 1. 13: Número de Nusselt medio frente al ángulo de inclinación para diferentes valores de número de Rayleigh. Bāiri [2007]

5.1.4. Modelado de flujos de convección natural en régimen turbulento

A continuación se presentan algunos trabajos dedicados específicamente al modelado de flujo de convección natural, en donde se proponen algunos de los modelos de turbulencia que posteriormente se utilizarán en este trabajo.

Ince y Launder [1989] estudiaron numéricamente el flujo de convección natural en cavidades rectangulares, utilizando como fluido de trabajo el aire. Su investigación la llevaron a cabo con dos relaciones de aspecto diferentes: 30 y 5, que a su vez mostraron patrones de flujo distintos. Concluyeron que la versión Jones-Launder del modelo $k-\epsilon$ para bajos números de Reynolds ("Low-Reynolds number, LRN") funcionaba de manera satisfactoria con estos casos, existiendo un buen acuerdo entre los resultados numéricos y experimentales. Uno de los aspectos más importantes este trabajo fue la aplicación de un término fuente de ϵ cerca de la pared, ya que el modelo $k-\epsilon$ estándar tiende a sobrestimar la escala de longitud en regiones cercanas a fronteras y consecuentemente predecía erróneamente la transferencia de calor a través de la pared.

Henkes *et al.* [1991] llevaron a cabo investigaciones numéricas con flujos de convección natural en **cavidades cuadradas** usando modelos turbulentos para bajos números de Reynolds (LRN). Realizaron simulaciones en dos dimensiones con cavidades calentadas a través de las paredes verticales, cubriendo tanto el régimen laminar como el turbulento, llegando a números de Rayleigh iguales a 1×10^{14} para el aire y 1×10^{15} para el agua. Usaron 3 modelos de turbulencia: el modelo $k-\varepsilon$ estándar con una ley de pared logarítmica, el modelo LRN de *Chein* y el ya mencionado de *Jones y Launder*. Demostraron que la transición de flujo laminar a turbulento estaba relacionado con el modelo de turbulencia para un número de Rayleigh fijo. De la comparación con resultados experimentales encontraron que con el modelo de la ley de pared se obtenían valores muy altos para el número de Nusselt sobre la pared vertical. En cambio los modelos LRN (los dos restantes) predecían valores para el número de Nusselt mucho más ajustados a los valores experimentales. Concluyeron que el número de Rayleigh crítico, Ra_{cr} , punto donde el flujo se convierte en turbulento, es dependiente del modelo de turbulencia usado, por ejemplo, usando el modelo de *Chein* y aire con fluido de trabajo el punto de transición se encuentra en $Ra_{cr} \approx 10^{10}$, sin embargo si se utiliza el modelo de *Jones y Launder* este valor es $Ra_{cr} \approx 10^{11}$.

Hanjalic [1994] realizó un estudio numérico para flujos turbulentos de convección natural. Utilizó modelos turbulentos con tres y cuatro ecuaciones de cierre $k - \varepsilon - \bar{t}^2$ y $k - \varepsilon - \bar{t}^2 - \varepsilon_t$ para llevar a cabo las simulaciones numéricas. Aunque hubo algunos resultados satisfactorios, las discrepancias entre las predicciones usando este modelo y las medidas experimentales eran bastante claras para ciertos flujos.

Kenjeres and Hanjalic [1996] estudiaron numéricamente flujos de convección transitorios de Rayleigh-Bérnard con modelos RANS. Su objetivo fue comprobar la validez de este método RANS para predecir la estructura y la inestabilidad en flujos de convección natural. Utilizaron un modelo LRN $k - \varepsilon - \bar{t}^2$, que mostró buenos resultados en cuanto a la transmisión de calor a través de la pared y al transporte de calor en la región cercana a la misma. Tanto los valores medios de la velocidad como los valores fluctuantes presentaban una buena concordancia con los resultados obtenidos experimentalmente y utilizando DNS.

Hsieh y Lien [2004] investigaron acerca de la simulación numérica de flujos de convección natural turbulentos en cavidades, con paredes verticales isothermas y paredes horizontales adiabáticas. Concluyeron que el tratamiento desde el punto de vista numérico de flujos turbulentos con bajo número de Reynolds resultaba todo un desafío: en los casos donde el núcleo presenta una turbulencia baja los modelos LRN tienden a relaminarizar el flujo en las cercanías de la paredes activas, otra de las dificultades es la inestabilidad inherente al flujo lo que dificulta la convergencia de cualquier modelo RANS. Usaron dos modelos RANS diferentes, el modelo $k-\varepsilon$ de Lien y Leschziner que incluye explícitamente la distancia a la pared, y un enfoque basado en la utilización de dos modelos diferentes, uno para la zona cercana a la pared y otro para el núcleo turbulento.

Craft *et al.* [2006] desarrolló nuevos tratamientos de los flujos turbulentos junto a las paredes para flujos de convección forzada y mixta. Básicamente existen dos métodos para resolver el flujo en la subcapa viscosa, uno puede ser establecer un mallado muy fino junto al contorno y otro es utilizar una ley de pared, con mucho menos coste computacional. Debido a las

limitaciones que surgen al suponer una distribución logarítmica de la velocidad y la temperatura cuando se utiliza una ley de pared, estos investigadores propusieron dos nuevas estrategias de leyes de pared basadas en la solución numérica y analítica de las ecuaciones de transporte de cantidad de movimiento y energía en las regiones cercanas a la pared.

Omranian *et al.* [2007] exploró el potencial de las nuevas leyes de pared para la predicción de flujos de convección natural. Se estudiaron 3 casos: una cavidad cuadrada con paredes verticales sometidas a un gradiente de temperatura, una cavidad alta bajo las mismas condiciones de contorno y una cavidad cuadrada con estratificación inestable. Se compararon las soluciones para un modelo de bajo coste computacional usando una ley logarítmica en la pared y para un modelo turbulencia del tipo LRN con un mallado fino en los contornos. Con el primer método, se ha usado el modelo $k-\epsilon$ estándar y un modelo más complejo de segundo orden. Los resultados muestran que usando las leyes de pared propuestas se llegan a tener resultados parecidos a los que se tiene usando un mallado muy fino e incluso mejores, y con un menor coste.

Addad *et al.* [2008] han llevado a cabo simulaciones LES en cavidades inclinadas con alta relación de aspecto. En este caso la cavidad era calentada desde arriba y enfriada desde abajo, y la inclinación era igual a 5° sobre la horizontal. Compararon los resultados con los obtenidos con un modelo RANS, y concluyeron que los números de Nusselt eran muy parecidos a los que se tenía para el modelo LES debido a que la turbulencia era muy débil y prácticamente la transferencia de calor se hacía por efecto de la convección.

5.1.5. Combinación de convección natural y radiación en cavidades

En los últimos años, debido al desarrollo de las herramientas de simulación numérica, se han publicado algunas investigaciones que profundizan acerca de la interacción de los procesos de transferencia de calor por convección y radiación en cavidades. A continuación se presentan dos referencias que por su planteamiento, están muy relacionadas con el modelado de colectores solares planos.

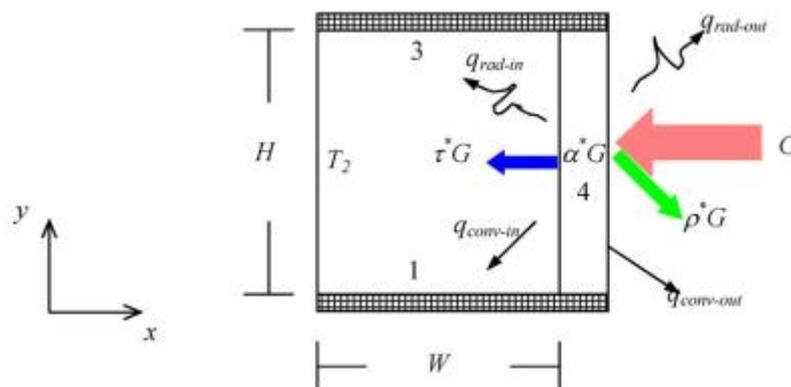
Alvarado *et al.* [2007] realizaron simulaciones numéricas para investigar la interacción entre la convección natural y la radiación en cavidades inclinadas con alta relación de aspecto en dos dimensiones. Las paredes inferior y superior se mantuvieron calentadas y enfriadas, respectivamente, a temperatura constante, las restantes permanecían adiabáticas. El rango de estudio del número de Rayleigh estuvo comprendido entre 10^4 y 10^6 , la relación de aspecto entre 8 y 16 y el ángulo de inclinación entre 15° y 35° .

En este caso solo se tuvieron en cuenta flujos laminares estacionarios. Se utilizó la aproximación de Boussinesq para tener en cuenta los fenómenos de flotabilidad. Las paredes se consideraron superficies grises difusas, por lo que se considera que las propiedades ópticas no son dependientes de la longitud de onda. En cuanto al modelo numérico, se utilizó el método de los volúmenes finitos, usando el algoritmo SIMPLEC para el acoplamiento de

presión-velocidad. El intercambio de energía radiante entre las paredes de la cavidad se obtiene a partir del cálculo de los factores de forma.

Los autores llevaron a cabo simulaciones con el modelo de radiación y convección acoplados y desacoplados, obteniendo los campos de velocidad y temperatura, además del número de Nusselt para diferentes números de Rayleigh y ángulos de inclinación. Concluyeron que el intercambio de energía radiante modifica de manera apreciable la estructura del flujo y el valor medio de la transferencia de calor. Además encontraron que la transferencia de calor por radiación puede suponer hasta un 70% en los casos en el que los modelos están acoplados. Asimismo propusieron una ecuación para el número de Nusselt medio (total) como una función del número de Rayleigh y el ángulo de inclinación para cada relación de aspecto. Aseguran que la relación puede ser utilizada para el diseño de captadores solares en latitudes comprendidas entre 35° y 15°.

Xamán *et al.* [2008] también llevaron a cabo un estudio similar, pero en este caso utilizaron una cavidad cuadrada rellena de aire con una pared de cristal, como se ve en la figura siguiente, las paredes horizontales permanecen adiabáticas, una de las paredes verticales permanece a temperatura constante (21°C), mientras que sobre la pared de vidrio incide una radiación directa normal a la superficie de 750 W/m² y la temperatura exterior es de 35°C. El número de Rayleigh estudiado estuvo comprendido entre 10³ y 10¹², es decir, se estudió el régimen laminar y el turbulento. Al igual que en el caso anterior, las superficies internas de la cavidad se consideran grises y difusas.



El esquema numérico utilizado fue el siguiente: se utilizó el modelo $k-\epsilon$ estándar para la turbulencia. Para obtener el perfil de temperaturas en el interior de la pared de vidrio se llevó a cabo un balance energético, lo que permite determinar el flujo de calor que penetra por conducción a través del cristal, siendo las condiciones de contorno las siguientes:

$$-\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial x} = h_{ext} [T_g - T_{amb}] + \sigma \epsilon_g [T_g^4 - T_{amb}^4] \quad (x = W + L)$$

Donde T_g es la temperatura externa, y T_{amb} , es la temperatura ambiente.

El modelo de intercambio de energía radiante en el interior de la cavidad es el mismo que en el artículo anterior.

Los resultados mostraron que , a diferencia de los problemas donde solo interviene la convección natural, los patrones de flujo no son simétricos debido al efecto combinado de la variación de temperatura a lo largo del cristal y el intercambio de energía radiante en el interior de la cavidad. A medida que el número de Rayleigh se incrementa, los niveles de velocidad alcanzan los valores máximos en la región inferior de la cavidad.

5.2. Modelos numéricos de colectores solares planos

En los últimos se han desarrollado diversos modelos numéricos que tratan el problema desde un punto de vista similar al que se investiga en nuestro caso. Por ejemplo, Molero *et al.* [2009] presentó un modelo transitorio en 3 dimensiones para un captador solar plano basado en el establecimiento de balances de masa y energía en volúmenes de control. Este modelo considera el carácter multidimensional y transitorio del problema, algo no considerado en modelos clásicos como el de Duffie y Beckman. Las principales funcionalidades del mismo, de las que carecían modelos anteriores son: permite simular diferentes configuraciones (tipo parrilla o serpentín), tiene carácter transitorio, se puede añadir el efecto de la distribución de flujo en la entrada, puede modelar el llamado aislamiento transparente ("Transparent Insulation Material", TIM) y permite obtener el campo de temperaturas del absorbedor y del fluido.

El modelo se validó experimentalmente comparando la curva de eficiencia con un captador tipo parrilla. Se realizaron diferentes simulaciones para el caso de una distribución de flujo no uniforme, y se comparó con los resultados disponibles, concluyéndose que la eficiencia del captador no cambia de manera apreciable incluso cuando el flujo de los tubos laterales es 1.5 veces mayor que el tubo central, aunque las temperaturas a la salida sí que sean diferentes.

Selmi *et al.* [2008] llevaron a cabo simulaciones usando la mecánica de fluidos computacional (CFD) para la simulación numérica de un captador solar plano. El modelo estaba formado por un solo tubo, el absorbedor, la cubierta de vidrio y el espacio de aire entre ellas, Figura 1. 14. Se simulaba la irradiación solar, la transmisión de calor por convección y radiación entre la cubierta de vidrio y el absorbedor, la convección mixta en el interior de los conductos y la conducción entre tubo y placa absorbidora. Para tener en cuenta los fenómenos de flotabilidad la densidad de los medios fluidos se tomó como una función de la temperatura.

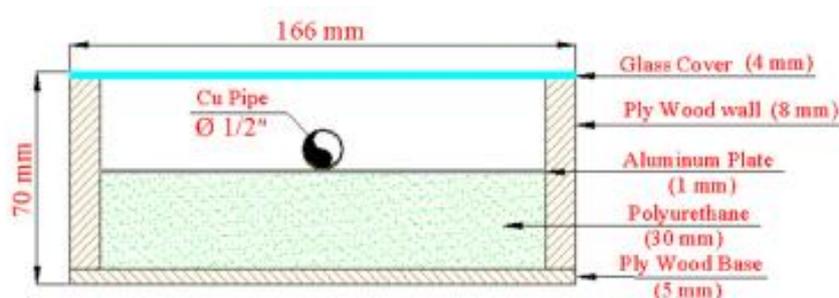


Figura 1. 14: Geometría del modelo. Selmi *et al.* 2008

El modelo fue validado experimentalmente utilizando un prototipo de características similares. Para ello se utilizó los datos de temperatura de entrada y salida del flujo junto con el valor de irradiación total durante una jornada, con estos datos se realizó una simulación numérica transitoria comparándose la temperatura a la salida del captador. A pesar de que los

resultados muestran un buen acuerdo entre el enfoque experimental y numérico, el trabajo no profundiza en los mecanismos de transmisión de calor que intervienen el proceso, y tampoco se clarifican las condiciones de contorno utilizadas así como los modelos de radiación que tuvieron en cuenta. Por tanto el modelo, aunque válido, arroja poca información para la inclusión de posibles mejoras o para el análisis de la transferencia de calor.

Dovic *et al* [2008] simularon numéricamente las pérdidas de un colector solar para analizar la influencia de la soldadura entre absorbedor y tubos, los resultados se compararon con ensayos experimentales donde se medía la temperatura del absorbedor (por termografía infrarroja) y la eficiencia del captador. En primer lugar se utilizó un modelo en dos dimensiones formado por absorbedor, soldadura y tubo, usando FLUENT como código numérico. Los resultados mostraron que para soldaduras inferiores a 0.5 mm la resistencia térmica se incrementaba notablemente, lo que suponía un aumento de temperatura en el absorbedor y consecuentemente una pérdida de eficiencia. Los autores también desarrollaron un modelo 3D donde simulaban una soldadura continua y otra por puntos, comparando los resultados del campo de temperaturas del absorbedor con termografía infrarroja. Concluyeron que en los casos donde la soldadura no era continua daba lugar a puntos muy calientes sobre la superficie absorbidora haciendo que las pérdidas fueran mayores.

Martinopoulos *et al.* [2010] desarrolló un colector solar fabricado con un polímero en donde la energía solar es directamente absorbida por un fluido caloportador coloreado de negro. El modelo fue estudiado desde el punto de vista experimental y numérico. El modelo CFD estaba formado por los colectores horizontales de entrada y salida del fluido y la región donde se encuentran los canales circulación, modelada como un medio poroso. Para validar el modelo de CFD se utilizó la distribución de temperaturas y velocidades a lo largo de los canales formados por el polímero y la eficiencia para caudal nominal del prototipo experimental, observándose un buen acuerdo entre ambas soluciones.

Alvarez *et al* [2010] presentaron un estudio numérico acerca del modelado térmico de un nuevo diseño de colectores solares planos caracterizados por la gran superficie en contacto directo con el fluido caloportador. Se desarrolló un modelo térmico para una sección transversal como la representada en la Figura 1. 15 , que consistió en la resolución en estado estacionario de la ecuación del calor en dos dimensiones, comparando los resultados con el modelo analítico descrito en Duffie y Beckman [1991]

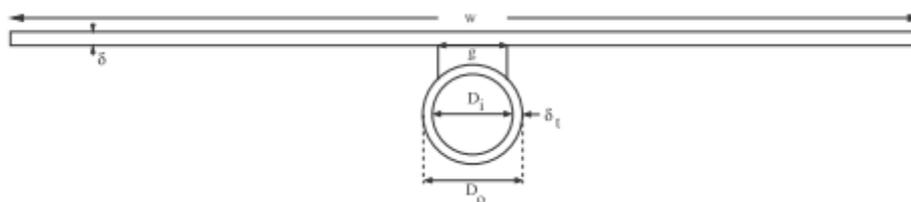


Figura 1. 15: Sección transversal de la unión tubo-absorbedor. Alvarez *et al.* [2010]

La ecuación que se resuelve mediante la utilización del método de los elementos finitos es la siguiente:

$$-\nabla \cdot (k\nabla T) = 0$$

Donde T , es la temperatura y k , es la conductividad térmica. La condición de contorno convectiva en la frontera fluido-tubo viene dada por:

$$k \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} = h_f (T_{fm} - T)$$

Donde h_f , es el coeficiente convectivo entre tubo y fluido, T_{fm} , es la temperatura media del fluido. La condición de contorno sobre la parte superior del absorbedor, que tiene en cuenta la pérdidas por convección y la radiación absorbida, q_s queda como:

$$k \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} = q_s + U_t (T_a - T)$$

Siendo U_t , el coeficiente global de transmisión y T_a , la temperatura ambiente. En estas primeras simulaciones, se fijo un h_f y un U_t fijo, y se compararon los resultados con el modelo analítico, obteniéndose resultados muy parecidos. Debido a los buenos resultados, los autores usaron esta metodología para calcular la eficiencia térmica del colector solar con tubos corrugados de tipo serpentín. Sin embargo ahora utilizaban la correlación semi-empírica de Hausen para calcular el coeficiente convectivo entre absorbedor y tubo.

También se presentaron los resultados de simulaciones transitorias, el modelo matemático era muy similar, aunque en este caso, a la ecuación del calor transitoria bidimensional se acoplaba la ecuación unidimensional que describe la transmisión de calor por convección en el fluido. Las simulaciones se llevaron a cabo utilizando datos sobre irradiancia y temperatura exterior reales y se compararon con los ensayos experimentales para este tipo de colector, mostrando buena concordancia entre los mismos.

5.3. Conclusión de la revisión bibliográfica

Analizada la información disponible sobre captadores solares térmicos tanto a nivel de características constructivas o geométricas, como de metodologías experimentales de caracterización, y modelos de simulación numérica parciales o globales, se detecta que no se conoce con exactitud la estructura del flujo en el interior de un captador, ni existe un modelo numérico global que permita estudiar en profundidad todos los mecanismos de transferencia de calor involucrado en el funcionamiento de los captadores solares, y evaluar la influencia sobre la eficiencia térmica de los cambios en las condiciones de operación o en el diseño que se puedan introducir.

Capítulo 2: Sub-modelo de convección natural. Validación del modelo de turbulencia.

1. Introducción

A continuación se van a presentar, en primer lugar, los resultados obtenidos para simulaciones numéricas en dos dimensiones de la convección natural en una cavidad con una relación de aspecto (cociente entre altura y ancho de la cavidad, $\frac{H}{L} = A$) de 28.6, con paredes verticales que se mantienen a una temperatura constante T_1 y T_0 , donde $T_1 > T_0$, y paredes horizontales adiabáticas. La elección de esta relación de aspecto ha sido condicionada por las investigaciones con las que se han ido comparando los resultados, siendo del mismo orden que la relación de aspecto que tenemos en el modelo de captador solar global, por lo que los resultados serán igualmente válidos para nuestra relación de aspecto.

En segundo lugar se van a llevar a cabo simulaciones numéricas para el caso de cavidades inclinadas bajo las mismas condiciones de contorno. Se va a estudiar un rango comprendido entre 0° (calentado desde abajo) hasta 60° , abarcando de esta manera los valores normales de inclinación del captador solar.

Las simulaciones realizadas se hacen para un rango de número de Rayleigh desde 1 hasta 1×10^6 , por lo que se va desde un régimen de conducción, donde el flujo prácticamente no tiene movimiento, pasando por un régimen de capa límite laminar, y por último llegando a formar una capa límite turbulenta en las paredes verticales. Uno de los puntos a tratar será la elección del modelo de turbulencia, en base a la comparación de resultados con el trabajo experimental (Betts & Bokhari, 2000). Finalmente se va a comparar el número de Nusselt medio en función del número de Rayleigh con diferentes correlaciones disponibles de investigaciones anteriores.

2. Convección natural en cavidades

Cavidades calentadas desde un extremo (Cavidad Vertical)

Este problema de convección natural ha sido ampliamente estudiado por muchos autores, según Raithby y Hollands al contrario de lo que ocurre en cavidades horizontales, donde solo existe flujo cuando $Ra > Ra_c$, en el caso de cavidades verticales para cualquier Ra , existe movimiento; aunque para bajos números, las velocidades son pequeñas y esencialmente paralelas a las paredes isothermas, por lo que contribuyen poco a la transferencia de calor, y el número de Nusselt es prácticamente 1. Es lo que se conoce como régimen de conducción. El desarrollo del flujo conforme se incrementa Ra más allá de este régimen también depende de la relación H/L . Para casos con $\frac{H}{L} < 40$, el flujo se establece en un régimen de capa límite laminar antes de volverse inestable y convertirse en un régimen con transición turbulenta.

Para el caso de cavidades con $\frac{H}{L} > 40$, el régimen de conducción se vuelve inestable a un cierto Rayleigh crítico (Figura 2. 1). Incrementando el número de Rayleigh más allá de este valor crítico el fluido es conducido hacia un régimen de transición turbulenta, y finalmente a un

régimen de capa límite turbulenta, caracterizado por el desarrollo de capas límite sobre cada pared vertical y un núcleo bien mezclado. Nuestro caso, $\frac{H}{L} = 28.6$, se encuentra cercano al límite que propone la bibliografía consultada.

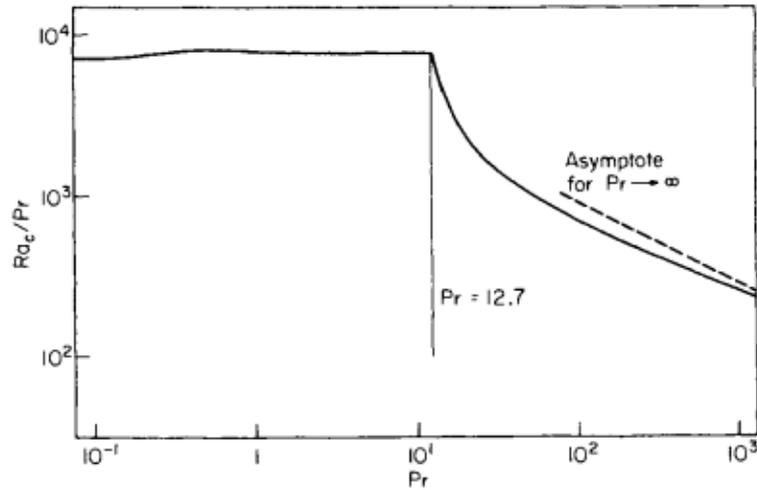


Figura 2. 1: Rayleigh crítico para el régimen de conducción en una cavidad rectangular con $H/L > 40$. Korpela et al.

ElSherbiny *et al.* [1982] realizó una serie de estudios experimentales ($Pr \approx 0.7$) para el caso de cavidades con paredes horizontales perfectamente conductoras. Como resultado, este autor correlacionó el número de Nusselt como el máximo de los tres siguientes:

$$Nu = [Nu_{ct}, Nu_l, Nu_t]_{max}$$

Donde:

$$Nu_{ct} = \left[1 + \left\{ \frac{0.104 Ra^{0.293}}{1 + (6310/Ra)^{1.36}} \right\}^3 \right]^{1/3}$$

$$Nu_l = 0.242 \left(\frac{RaL}{H} \right)^{0.273}$$

$$Nu_t = 0.0605 Ra^{1/3}$$

Nu_{ct} , se aplica para el régimen de conducción, Nu_l para el régimen de capa límite laminar, y Nu_t al régimen de capa límite turbulenta. La correlación anterior ha sido validada para números de Rayleigh hasta $Ra \left(\frac{H}{L} \right)^3 = 1.5 \times 10^{10}$, y para $\left(\frac{H}{L} \right) = 2, 20$ y 40 . Aunque la correlación anterior se basa en datos con paredes horizontales perfectamente conductoras, para cavidades con $H/L \geq 10$, el efecto de las paredes es pequeño.

Otra de las fuentes consultadas, Bejan [2004], realiza un análisis de escala de este mismo problema, donde se llega a encontrar el orden de magnitud para el tiempo característico hasta el estacionario o el espesor de la capa límite térmica y la capa hidrodinámica. Además de estos resultados, este autor clasifica el flujo de convección natural para números de Rayleigh moderados, como se muestra en la siguiente figura:

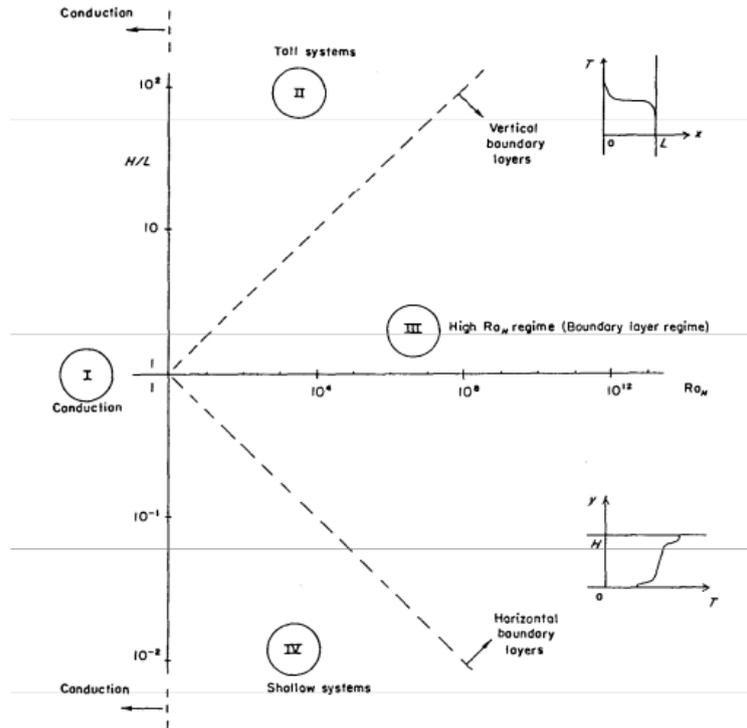


Figura 2. 2: Cuatro regímenes de transferencia de calor por convección natural en una cavidad calentada desde una lado. Bejan, 2004.

Las rectas que separan el régimen III del II y del IV, son respectivamente:

$$\frac{H}{L} < Ra_H^{1/4} \quad y \quad \frac{H}{L} < Ra_H^{-1/4}$$

- Régimen I: conducción. La temperatura varía linealmente a través de la cavidad, la transferencia de calor entre las paredes verticales es del orden de $(kH\Delta T)/L$.
- Régimen II: cavidad alta. Para gran parte de la altura de la cavidad, la temperatura varía linealmente entre las paredes isotermas. En este caso la transferencia de calor, al igual que en el caso anterior es del orden de $(kH\Delta T)/L$.
- Régimen III: régimen de capa límite. Se caracteriza por la formación de capas límite en las paredes verticales. La tasa de transferencia de calor a través de la cavidad es del orden de $\left(\frac{k}{\delta_{T,f}}\right)H\Delta T$. El núcleo está relativamente estático y térmicamente estratificado.
- Régimen IV: cavidad estrecha. El flujo de calor está dominado por la presencia de capas límite térmicas verticales cuya escala de nuevo es $\left(\frac{k}{\delta_{T,f}}\right)H\Delta T$. Esta escala

Nuestro caso, a excepción de números de Rayleigh muy bajos, se encontraría dentro del régimen II. Para este régimen Gill *et al* resuelve de forma aproximada estas ecuaciones, para $Pr > 1$ y números de Rayleigh altos. Finalmente encuentra la solución al número de Nusselt como:

$$Nu = 0.364 \frac{L}{H} Ra_H^{1/4}$$

Que se puede tomar como solución para el caso limite en gases ($Pr \approx 0.7$). Esta correlación proporciona predicciones aceptables en el orden de $\left(\frac{L}{H}\right) Ra_H^{1/4} \sim 10$. A partir de este valor la capa límite comienza su transición turbulenta. Por lo que si en nuestro caso la relación $\left(\frac{H}{L}\right) = 28.6$, el número de Rayleigh basado en el ancho de la cavidad para el que se da la transición hacia la capa límite turbulenta estaría en torno a $Ra_{L,t} \sim 0.2 \times 10^6$.

Cavidades calentadas desde abajo

La diferencia principal entre una cavidad calentada desde un lado (cavidad vertical) y una cavidad calentada desde abajo es que en el primer caso se tiene un flujo de flotabilidad tan pronto como se establece una pequeña diferencia de temperatura entre las paredes verticales. Por contra, en una cavidad calentada desde abajo, esta diferencia de temperaturas debe exceder cierto valor crítico para que los primeros signos de movimiento fluido hagan su aparición y se detecte transmisión de calor por convección.

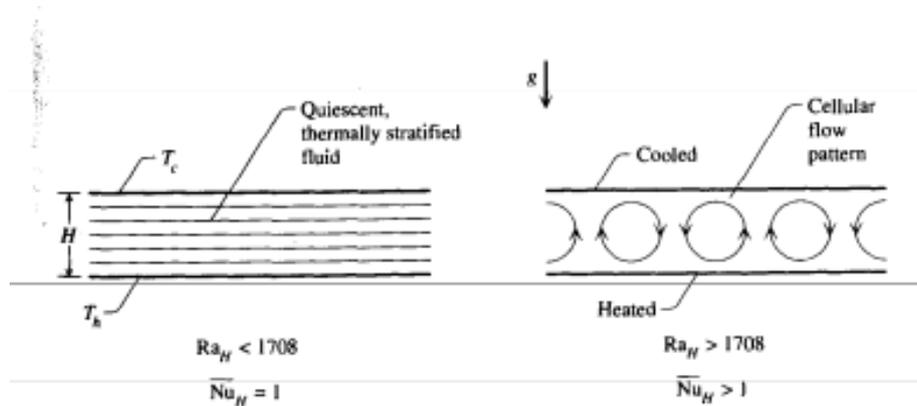


Figura 2. 3: Valor de Rayleigh crítico para cavidades calentadas desde abajo.

Como se ve en la Figura 2. 3, para una cavidad cuya relación de aspecto tiende a infinito el número de Rayleigh para el cual comienzan los fenómenos de convección es de 1708. Inmediatamente después de este valor el flujo consiste en una serie de celdas en dos dimensiones que giran en sentido contrario a las adyacentes, lo que se conoce como celdas de *Béarnard*. A medida que el número de Rayleigh va aumentando el flujo se vuelve más complicado y estas celdas bidimensionales se disuelven en celdas tridimensionales que aparecen en forma hexagonal, vistas desde arriba. Si el número de Rayleigh sigue creciendo, las celdas se van multiplicando y el flujo pasa por un régimen de transición caracterizado por las oscilaciones hasta llegar al régimen totalmente turbulento.

El efecto que tiene este "flujo celular" es el aumento de la transmisión de calor en dirección vertical, es decir, un incremento del número de Nusselt. Experimentalmente el flujo de calor para un número de Rayleigh comprendido entre 3×10^5 y 7×10^9 se describe mediante la siguiente correlación, válida para valores altos de la relación de aspecto:

$$\overline{Nu}_H = 0.069 Ra_H^{1/3} Pr^{0.074}$$

Donde las propiedades físicas para calcular Ra_H y Pr se evalúan a la temperatura media del fluido.

El análisis de escala realizado por Bejan [2004], muestra que cuando el número de Rayleigh es varios órdenes de magnitud superior al valor crítico, la convección en la cavidad está dirigida por el régimen turbulento. El núcleo de la cavidad está prácticamente a la temperatura media $(T_1 + T_0)/2$, mientras que el cambio de temperatura hasta el valor de la pared ocurre en la capa límite que rodea las paredes horizontales.

La turbulencia está producida por la plumas que surgen desde la pared caliente y las que descienden desde la pared fría. De esta manera, el núcleo turbulento se encuentra rodeado por dos capas de conducción muy finas sobre las paredes horizontales de espesor δ . Cada capa δ se vuelve inestable cuando el número de Rayleigh basado en dicho espesor excede un orden de magnitud de 10^3 :

$$Ra_\delta \sim 10^3$$

O lo que es equivalente:

$$Ra_H \sim 10^3 \left(\frac{H}{\delta}\right)^3$$

El flujo de calor entre las paredes isothermas es

$$\bar{q}'' \sim k \frac{\Delta T}{\delta}$$

Y por lo tanto el número de Nusselt basado en la altura de la cavidad es:

$$\overline{Nu}_H = \frac{\bar{q}''}{(k\Delta T)/H} \sim \frac{H}{\delta}$$

Y eliminando H/δ , entonces obtenemos:

$$\overline{Nu}_H \sim 10^{-1} Ra_H^{1/3}$$

Este resultado reproduce prácticamente todos los rasgos de las correlaciones empíricas recomendadas para régimen turbulento, además se puede comprobar que la transferencia de calor no depende de H .

Cavidades inclinadas

Para cavidades inclinadas, donde L es la distancia medida en la dirección donde se impone la diferencia de temperatura, y un ángulo de inclinación τ que va desde 0° a 180° , como se ha descrito en la revisión bibliográfica el efecto del ángulo es importante. Conforme τ decrece desde 180° a 0° , el flujo de calor cambia desde conducción pura en 180° , hasta el régimen de convección unicelular cuando la cavidad está en posición vertical (90°) para finalmente llegar a la convección de Rayleigh Bénard en $\tau = 0^\circ$. El número de Nusselt \overline{Nu}_L crece desde su valor para conducción pura ($\overline{Nu}_L = 1$), hasta alcanzar un máximo para el caso de $\tau = 90^\circ$. A medida que el ángulo sigue decreciendo por debajo de 90° , el número de Nusselt alcanza un mínimo local para un determinado ángulo crítico $\tau = \tau^*$ que es una función de la relación de aspecto:

H/L	1	3	6	12	>12
τ^*	25°	53°	60°	67°	70°

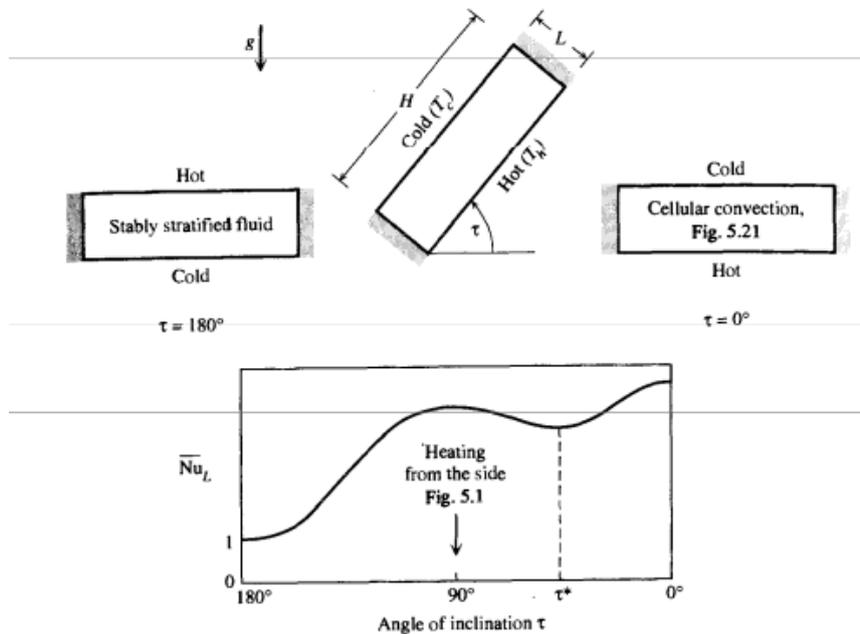


Figura 2. 4: Efecto de la inclinación en la convección natural en una cavidad.

Si τ continua decreciendo por debajo de τ^* , la transferencia de calor alcanza otro máximo asociando al régimen de Bénard.

3. Descripción del problema para una cavidad vertical. Modelo de turbulencia.

3.1. Descripción del problema

La geometría y las condiciones de contorno del problema se muestran en la siguiente figura. Las paredes verticales se mantienen a una temperatura constante, T_1 y T_0 , cumpliéndose que $T_1 > T_0$. Las paredes horizontales son adiabáticas.

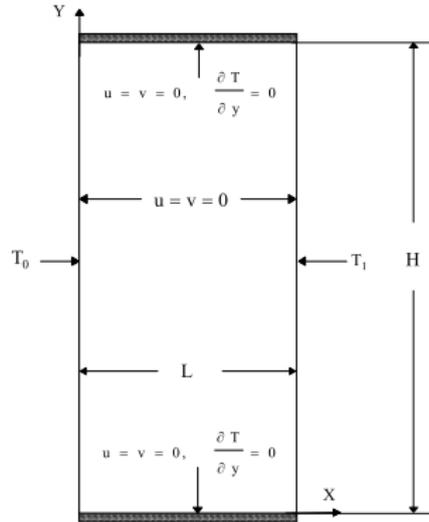


Figura 2. 5: Geometría y condiciones de contorno del problema.

Las ecuaciones de conservación masa, cantidad de movimiento y energía para cada punto, asumiendo flujo estacionario y bidimensional:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - g[1 - \beta(T - T_0)]$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right)$$

Como se puede ver, se ha utilizado la aproximación de Boussinesq, es decir, la densidad es constante en todos los términos excepto para el término de fuerzas másicas en la ecuación de cantidad de movimiento en dirección y , donde se reemplaza por: $g[1 - \beta(T - T_0)]$. Donde el coeficiente de expansión térmica se calcula asumiendo la hipótesis de gas perfecto, por lo que $\beta = 1/T_0$.

Las condiciones de contorno que terminan de definir el problema son:

- Pared isoterma fría ($x=0$): $u = v = 0, T = T_0$.
- Pared isoterma caliente ($x=L$): $u = v = 0, T = T_1$.
- Paredes adiabáticas horizontales ($y=0, y=H$): $u = v = 0, \frac{\partial T}{\partial y} = 0$.

3.2. Análisis dimensional

Antes de resolver numéricamente el problema se va a describir brevemente el análisis de escala que realiza Bejan. Inicialmente justo después de $t = 0$, el fluido en el interior de la cavidad no tiene movimiento, esto significa que la ecuación del energía, expresa el balance entre la inercia térmica y la conducción normal a la pared¹.

$$\frac{\Delta T}{t} \sim \alpha \frac{\Delta T}{\delta_T^2}$$

Donde ΔT , t , δ_T , son las escalas para la temperatura, el tiempo y la coordenada x respectivamente. La igualdad anterior se obtiene tomando $v = u = 0$, y también $\partial^2 T / \partial y^2 \ll \partial^2 T / \partial x^2$, ya que para $t = 0^+$, el espesor de la capa límite es mucho menor que la altura de la cavidad. Por tanto, a medida que el tiempo aumenta en las paredes laterales crece una capa límite que crece según:

$$\delta_T \sim (\alpha t)^{1/2}$$

La escala de velocidad para el movimiento vertical, v , se puede obtener combinando las ecuaciones de cantidad de movimiento en cada eje para eliminar el término de presión:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ = v \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \right] + g\beta \frac{\partial T}{\partial x} \end{aligned}$$

La ecuación anterior contiene tres grupos básicos: los términos de inercia en la parte izquierda de la ecuación, difusión viscosa en los cuatro primeros términos de la parte derecha y flotación en el último término de la parte derecha. Los términos que dominan la ecuación anterior son:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} \text{ (inercia)}, v \frac{\partial^3 v}{\partial x^3} \text{ (fricción)}, g\beta \frac{\partial T}{\partial x} \text{ (flotación)}$$

Y en términos de las escalas:

$$\frac{v}{\delta_T t}, v \frac{v}{\delta_T^3} \sim \frac{g\beta \Delta T \delta_T^2}{\nu v}$$

Las fuerzas de flotación nunca son cero, por lo que la cuestión es conocer con que términos del otro lado de la ecuación mantiene el balance. Si dividimos la ecuación anterior por la escala del espesor de la capa límite térmica que se ha calculada antes, $\delta_T^2 \sim (\alpha t)$.

$$\frac{1}{Pr}, 1 \sim \frac{g\beta \Delta T \delta_T^2}{\nu v}$$

Para $t = 0^+$, el término de inercia es despreciable y por lo tanto, para fluidos con un número de Prandtl de orden 1, la escala de velocidad es:

¹ Las ecuaciones que se han descrito son para el caso estacionario, sin embargo este análisis de escala parte de las ecuaciones en estado transitorio, por lo que debería añadirse los términos de $\frac{\partial T}{\partial t}$, $\frac{\partial u}{\partial t}$, $\frac{\partial v}{\partial t}$, en la ecuación de la energía, cantidad de movimiento en el eje x y el eje y , respectivamente.

$$v \sim \frac{g\beta\Delta T\alpha t}{\nu}$$

Una vez identificada la escala de velocidad para el primer movimiento del fluido, volvemos a la ecuación de la energía, donde se pone de manifiesto la competición entre tres efectos distintos:

$$\frac{\Delta T}{t}, v \frac{\Delta T}{H} \sim \alpha \frac{\Delta T}{\delta_T^2}$$

Conforme se incrementa el tiempo, los efectos convectivos se incrementan, mientras que el efecto de inercia decrece, por lo que al final para un tiempo t_f , la ecuación de energía expresa un balance entre la conducción de calor y la entalpía que arrastra el flujo verticalmente:

$$v \frac{\Delta T}{H} \sim \alpha \frac{\Delta T}{\delta_T^2}$$

Para t_f , se cumple que tanto v , como δ_T , no crecen en el tiempo, se alcanza el estado estacionario:

$$t_f \sim \left(\frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha\nu} \right)$$

Para ese tiempo el espesor de la capa límite es:

$$\delta_{T,f} \sim (\alpha t_f)^{1/2} \sim HRa_H^{-1/4}$$

Resumiendo, para el caso estacionario el flujo cercano a las paredes está caracterizado por una capa límite térmica, $\delta_{T,f}$, y una capa hidrodinámica, $\delta_{v,f}$.

Si ahora ponemos el número de Rayleigh en función de la anchura de la cavidad, el espesor de la capa límite se queda como:

$$\delta_{T,f} \sim HRa_H^{-1/4} \sim H \left(\frac{g\beta\Delta TL^3}{\alpha\nu} \cdot \left(\frac{H}{L} \right)^3 \right)^{-1/4} \sim H(Ra_L r^3)^{-1/4}$$

Donde r es la relación de aspecto de la cavidad.

Si tenemos en cuenta que el coeficiente de transferencia de calor en convección está relacionado con el campo de temperaturas:

$$h = - \frac{k(\partial T/\partial y)}{\Delta T}$$

y el número de Nusselt, es:

$$Nu = \frac{hL}{k}$$

Si el flujo de calor es función del espesor de la capa límite, entonces:

$$Nu = Nu(Ra, \frac{H}{L})$$

4. Modelo numérico

Las ecuaciones que se han expuesto en el apartado anterior, junto con las ecuaciones de transporte para k y ε del modelo de turbulencia que más tarde se describirán se han resuelto utilizando el método de los volúmenes finitos a través de código FLUENT. El problema se ha restringido al estudio de la solución estacionaria así como a una visión bidimensional. Esta última hipótesis no se aleja demasiado de la realidad física del problema, pues cuando la cavidad se encuentra en esta posición y es lo suficientemente ancha (efecto de las paredes despreciable) la componente en dirección z es prácticamente nula.

El “solver” elegido para llevar a cabo la resolución del problema, consta de los siguientes pasos:

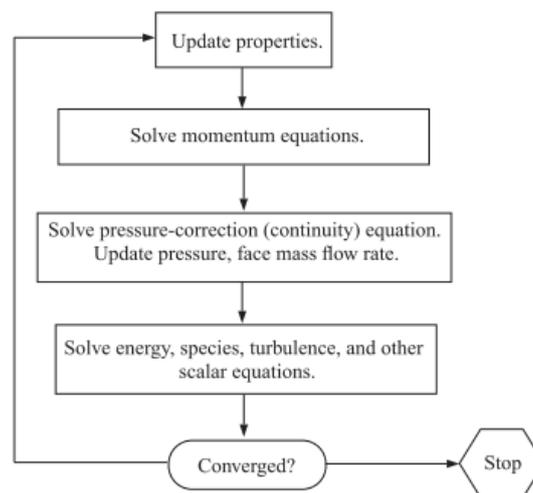


Figura 2. 6: Segregated solver. Manual de FLUENT

En primer lugar se va a resolver la ecuación de cantidad de movimiento tomando los valores de presión y flujo másico por unidad de área (ρu), que provengan de la solución inicial o bien de la iteración anterior. De esta manera no se puede asegurar que las componentes de la velocidad cumplan con la ecuación de continuidad, el problema está acoplado.

El algoritmo para resolver el acoplamiento entre la presión y la velocidad en las ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento elegido es el SIMPLE. Este algoritmo obtiene a partir de la ecuación de continuidad una corrección para la presión, de forma que ahora se cumpla el balance de masa. En la siguiente iteración con este campo de presiones se obtendrá un campo de velocidades a través de la ecuación de cantidad de movimiento, y así hasta alcanzar la convergencia.

En nuestro caso se tendrá que resolver además la ecuación de transporte para la temperatura, y en régimen turbulento, para la energía cinética turbulenta y la disipación. Como se ve en la figura, antes de poder calcular estas magnitudes escalares, tenemos que conocer el flujo másico por unidad de área (necesario para los términos convectivos) y el campo de presiones.

FLUENT dispone de otros algoritmos como SIMPLEC o PISO, que ofrecen una convergencia más rápida, sin embargo, el coste computacional también es superior. Las ecuaciones de la descripción del problema, junto con las ecuaciones del modelo de turbulencia son discretizadas con un esquema Upwind de segundo orden.

La malla utilizada es una malla estructurada no uniforme, en la que se han puesto un mayor número de nodos en las regiones cercanas a la pared. Este refinamiento de la malla es importante sobre todo cuando se utilice el modelo de turbulencia, ya que al estar utilizando un modelo donde sí que se resuelve la subcapa viscosa se recomienda que el valor de y^+ sea inferior a 1. (Anexo B)

La convección natural está inducida por la diferencia de temperaturas entre placas que a su vez originan una variación en la densidad que da lugar a una fuerza de flotación. Tal y como se describe en la ecuación de cantidad de movimiento en el eje y , se ha usado la aproximación de Boussinesq, que propone despreocuparse de los cambios de densidad en el fluido excepto en el término gravitatorio, suponiendo además el resto de propiedades constantes. Para implementarlo en FLUENT, tenemos que ir al panel de propiedades del fluido (**aire**) y en la pestaña de densidad, seleccionar la opción de Boussinesq. Además, dentro de las condiciones de operación debemos de introducir el vector de aceleración de la gravedad y establecer la temperatura de referencia de esta hipótesis, se ha elegido 293.15 K. El resto de propiedades del aire se han evaluado para esa misma temperatura.

En la tabla siguiente se muestra un resumen con las opciones utilizadas:

	Modelo Laminar	Modelo Turbulento
Solver	Pressure Based	Pressure Based
Ec. De la energía	Activada	Activada
Modelo Viscoso	Laminar	LRN k- ϵ (Launder-Sharma)
Aproximación de Boussinesq	Si	Si
Temperatura de referencia	293.15 K	293.15 K
Propiedades del aire		
-Densidad	1.204 kg/m ³	1.204 kg/m ³
-Conductividad	0.0257 W/mK	0.0257 W/mK
-Viscosidad	1.81x10 ⁻⁵ kg/ms	1.81x10 ⁻⁵ kg/ms
-Calor específico	1006 J/kg K	1006 J/kg K
Esquemas de discretización		
-Cantidad de movimiento	Upwind 2º orden	Upwind 2º orden
-Energía	Upwind 2º orden	Upwind 2º orden
-Energía cinética turbulenta	(No resuelta)	Upwind 2º orden
-Disipación turbulenta	(No resuelta)	Upwind 2º orden

Tabla 2. 1: Modelo numérico. Opciones implementadas.

El flujo de calor a través de las paredes activas de la cavidad se va a obtener en términos del número de Nusselt. En la región adyacente a la pared el perfil de temperaturas es lineal, por lo que el flujo de calor es constante y se puede obtener a partir de la pendiente de la temperatura como:

$$q'' = k \left(\frac{dT}{dx} \right)$$

Por otra parte, el flujo de calor a través de la cavidad se puede obtener en función de la diferencias de temperaturas como:

$$q'' = h(\Delta T)$$

Por lo tanto, el número de Nusselt se puede quedar como:

$$Nu_x = \frac{hL}{k} = \frac{q''L \left(\frac{dT}{dx} \right)}{(\Delta T)q''} = \frac{L \left(\frac{dT}{dx} \right)}{\Delta T}$$

El número de Nusselt promediado en cada pared lo calculamos como:

$$\overline{Nu} = \frac{\sum_{i=1}^n Nu_{x,i} * V_i}{\sum_{i=1}^n V_i}$$

Donde i, \dots, n son las celdas adyacentes en la pared; $Nu_{x,i}$, es el número de Nusselt local; V_i , es el volumen de la celda.

5. Validación del modelo de turbulencia

En problemas de convección natural donde se tiene flujos con velocidades bajas, o lo que se denomina como flujos con “low Reynolds number”, no es válido utilizar una ley de pared para resolver el flujo cercano a la misma. En aquellos casos con elevado número de Reynolds, la región afectada por la viscosidad no se calcula, sino que se emplean una serie de fórmulas empíricas, leyes de pared, para resolver el espacio entre la pared y la zona plenamente turbulenta de la capa límite, imponiendo una distribución de velocidad dada.

La opción alternativa, la que se utiliza en este problema, consiste en modificar el modelo de turbulencia, introduciendo unas funciones de amortiguación de los efectos de pared para asegurar que los esfuerzos viscosos sean los predominantes en contraposición con los esfuerzos de Reynolds en estas regiones.

Se han comparados diferentes modelos LRN basados en el modelo $k - \varepsilon$, cuyas ecuaciones se describen a continuación:

$$\rho U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \tilde{\varepsilon}$$

$$\rho U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + f_1 C_1 \mu_t \frac{\varepsilon}{k} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho f_2 C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} + E + Y_{ap}$$

$$\mu_t = \rho f_\mu C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + D$$

Las constantes que definen cada problema así como, las funciones de amortiguación de cada uno de ellos son:

Modelo	D	E	Yap	ε_w -B.C.	C_μ	C1	C2	σ_k	σ_ε
AKN	0	0	0	$\varepsilon_w = \nu \left(\frac{\partial^2 k}{\partial y^2} \right)$	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3
CHC	0	0	0	$\varepsilon_w = \nu \left(\frac{\partial^2 k}{\partial y^2} \right)$	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3
LS	$2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2$	$2\mu\nu_t \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right)^2$	0	0	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3
LS+Yap	$2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2$	$2\mu\nu_t \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right)^2$	**	0	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Tabla 2. 2: Constantes del modelo de turbulencia. Condiciones de contorno en paredes.

Modelo	f_μ	f_1	f_2
AKN	$\left\{ 1 + \frac{5.0}{\text{Re}_T^{\frac{3}{4}} \exp\left[-\left(\frac{\text{Re}_T}{200}\right)^2\right]} \right\}$	1.0	$\left\{ 1 - 0.3 \exp\left[-\left(\frac{\text{Re}_T}{6.5}\right)^2\right] \right\}$
CHC	$[1 - \exp(-0.0215\text{Re}_y)]^2 \left(1 + \frac{31.66}{\text{Re}_T^{\frac{5}{4}}} \right)$	1.0	$[1 - 0.01 \exp(-\text{Re}_T^2)][1 - \exp(-0.0631\text{Re}_y)]$
LS/LS+Yap	$\exp\left[-\frac{3.4}{\left(1 + \frac{\text{Re}_T}{50}\right)^2}\right]$	1.0	$1 - 0.3 \exp(-\text{Re}_T^2)$

Tabla 2. 3: Funciones de amortiguación para los diferentes modelos de turbulencia.

Donde:

$$\text{Re}_T = \frac{\rho k^2}{\mu \varepsilon}; \text{Re}_y = \frac{\rho \sqrt{k} y}{\mu}; \text{Re}_\varepsilon = \frac{\rho \left(\frac{\mu \varepsilon}{\rho}\right)^{1/4} y}{\mu}$$

Si nos fijamos por ejemplo en el modelo de Launder y Sharma, podemos observar como la función f_μ , depende de un número de Reynolds turbulento, este número será pequeño en las cercanías de las paredes donde la energía cinética turbulenta del flujo (k) es muy baja, y donde la disipación (ε) es alta. Como resultado cerca de la frontera f_μ es menor que cero, haciendo que la viscosidad turbulenta disminuya, recordando su definición, se observa como los esfuerzos de Reynolds son amortiguados, es decir, uno de los términos de producción de energía cinética turbulenta.

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

Los modelos anteriores están implementados en código FLUENT, a excepción del último (LS+yap). Este último es simplemente una modificación del modelo de Launder-Sharma original añadiendo un término adicional en la ecuación de disipación. Se define como:

$$(**)Yap = \max \left[0.83 \left(\frac{k^{\frac{3}{2}}}{2.5\epsilon l_n} - 1 \right) \left(\frac{k^{\frac{3}{2}}}{2.5\epsilon l_n} \right) \frac{\epsilon^2}{k}, 0 \right]$$

Este término trata de solventar uno de los inconvenientes de los modelos *low Re k - ε*, que es la tendencia a sobrestimar la escala de longitud del flujo turbulento cerca de las paredes ($l_m = \frac{k^{3/2}}{\epsilon}$). Uno de los remedios es introducir un término fuente extra, como este, que trata de llevar l_m , cerca de las paredes a su valor de equilibrio local. Donde l_n , es la distancia normal a la pared. Este último término se añade al modelo usando una subrutina o UDF ("User-Defined Function") que se muestra en el Anexo A.

Con objeto de seleccionar el modelo de turbulencia más adecuado se van a comparar los resultados obtenidos con los resultados experimentales de (Betts & Bokhari, 2000). El ensayo experimental ha sido realizado sobre una cavidad con las mismas dimensiones que la del modelo numérico. Las simulaciones han sido realizadas con una malla estructurada de 60x300, en la que se ha refinado las zonas adyacentes a la pared, ajustando a las mismas condiciones de contorno que las experimentales, exceptuando las condiciones de las paredes horizontales. En estas últimas paredes, la condición experimental se encuentra entre una pared adiabática y una condición perfectamente conductora, numéricamente se ha impuesto como adiabática, ya que para relaciones de aspecto tan elevadas, la condición de contorno en estas paredes prácticamente no afecta a la solución, como se comprueba en la comparación con los resultados experimentales.

A continuación se muestran los resultados obtenidos, tanto para la velocidad media adimensionalizada en dirección y , como para la temperatura adimensionalizada y para el número de Nusselt. En la **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.** se puede observar la estructura del flujo, que consta de una capa límite sobre cada una de las superficies verticales. En la zona más interna de la capa límite, la subcapa viscosa, el perfil de velocidades es lineal, y los esfuerzos de Reynolds son nulos. Si nos fijamos ahora en la capa límite térmica, también existe una zona, adyacente a la pared donde el perfil de temperaturas es lineal, y por lo tanto el flujo de calor constante.

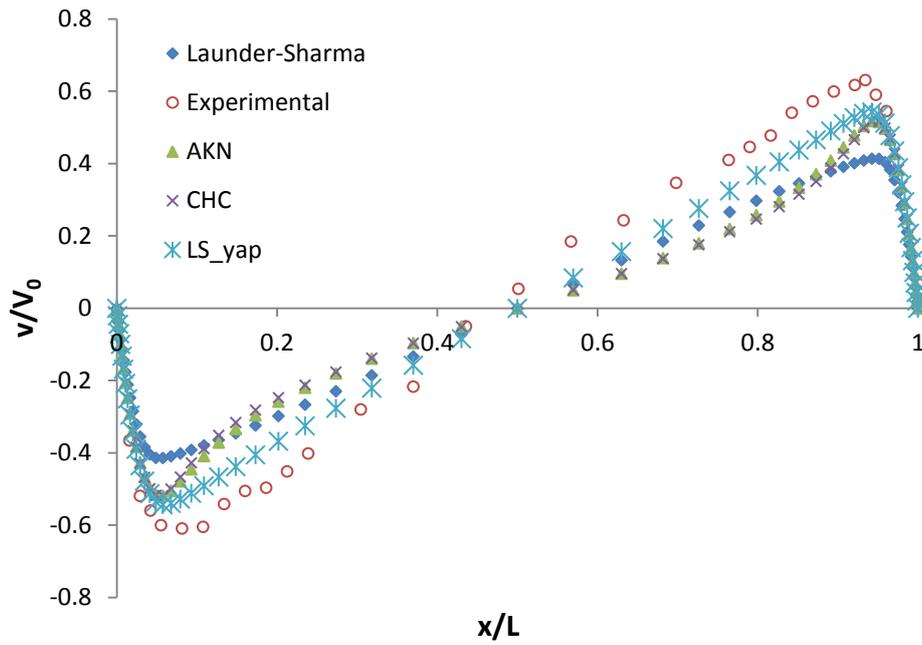


Figura 2. 7: Perfil de velocidades adimensionalizado. Sección $y/H=0.5$. Comparación entre modelos de turbulencia LRN k-e

Los datos experimentales son los que obtuvieron Betts y Bokhari para una cavidad con la misma relación de aspecto y con un número de Rayleigh de 0.86×10^6 , y que están disponibles en la base de datos de ERCOFTAC.

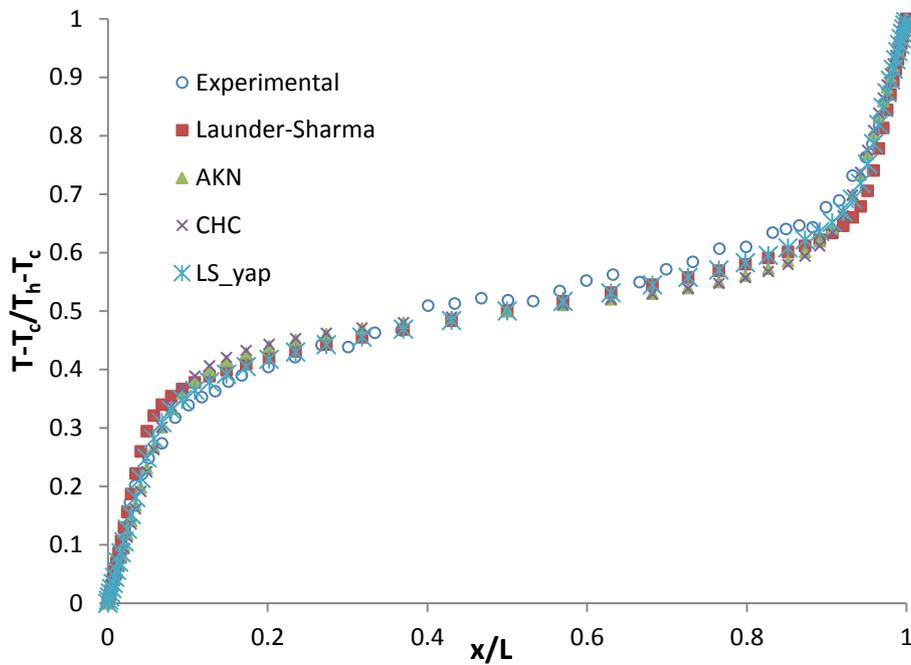


Figura 2. 8: Perfil de temperatura adimensionalizado. Sección $y/H=0.5$. Comparación entre modelos de turbulencia LRN k-e

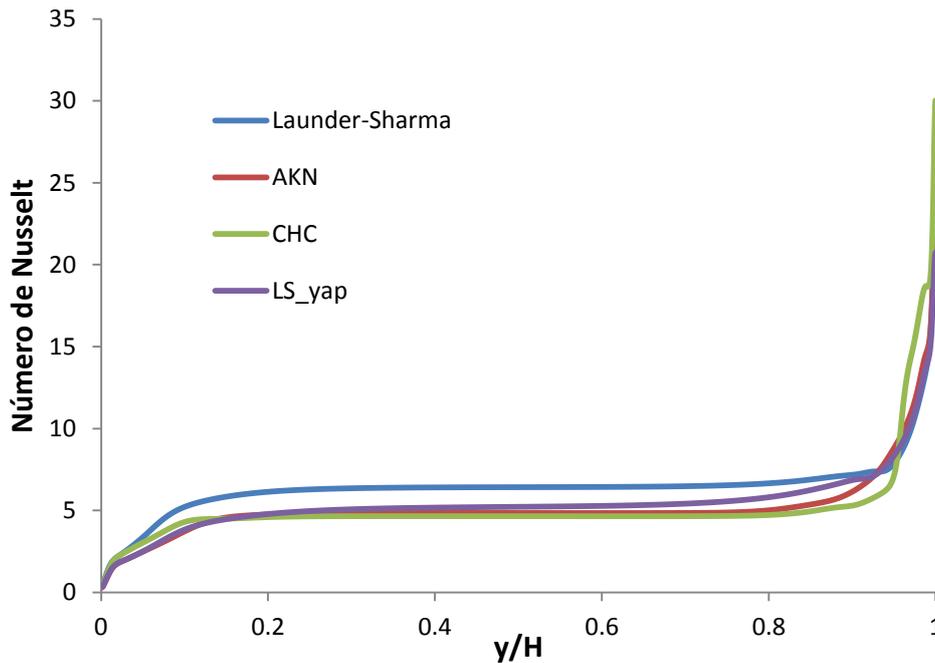


Figura 2. 9: Número de Nusselt. Comparación entre modelos de turbulencia LRN k-e

En la Figura 2. 7, se representa el número de Nusselt local, es decir, aquel que se ha calculado para cada una de las celdas adyacentes a la pared vertical, frente a la coordenada y adimensionalizada con la altura. Los resultados que se muestran son los de la pared fría, pues se puede comprobar cómo en la parte más alta de la cavidad, donde se inicia el flujo de aire hacia abajo, la capa límite no se ha desarrollado por lo que la transmisión de calor es muy alta. A medida que avanzamos en sentido descendente, la capa límite se va desarrollando, siendo en primer lugar de tipo laminar, hasta que, aproximadamente en $y/H \approx 0.9$, se produce la transición a la capa límite turbulenta, manteniéndose casi toda la cavidad, hasta que en la parte inferior se produce una relaminarización del flujo. En la pared caliente ocurre lo mismo, pero el sentido del flujo es de abajo hacia arriba.

El modelo que peor predice los perfiles de velocidad es de Launder y Sharma, donde se llega a subestimar el pico de velocidad hasta en un 30%, sin embargo, según la Tabla 2. 4, el número de Nusselt se sobrestima, algo que se podía predecir teniendo en cuenta que la pendiente del perfil de temperaturas en la zona pegada a la pared es mayor que la experimental. El modelo de AKN y CHC dan resultados muy similares, mejorando tanto el perfil de velocidades medias como el número de Nusselt.

Sin embargo el que mejor comportamiento tiene es el modelo de Launder y Sharma añadiéndole el término adicional de disipación de energía cinética turbulenta. Este término hace que aumente el valor de ϵ en las zonas cercanas a la pared, y como consecuencia disminuya el del número de Reynolds turbulento en esas regiones, por lo que ahora, las funciones de amortiguación van modificar el modelo durante más espacio en el interior de la cavidad. Una de las consecuencias es que el máximo en el perfil de velocidades se aleja más de la pared. Por lo tanto de aquí en adelante utilizaremos este modelo para el régimen turbulento.

	\overline{Nu}
Dato Experimental (Betts & Bokhari, 2000)	5.85
AKN	5.13
CHC	5.11
LS	6.41
LS-Yap	5.41

Tabla 2. 4: Número de Nusselt promediado a lo largo de la pared vertical

6. Resultados para cavidad vertical

En primer lugar se van a mostrar los perfiles de velocidad y temperatura para diferentes números de Rayleigh y posteriormente se va a comparar la correlación experimental que aporta ElSherbiny para número de Nusselt global en cavidades con los resultados obtenidos con nuestra simulación numérica. Para ello se han realizado una simulación para los siguientes números de Rayleigh, 1, 10, 100, 1000, 10000, 20000, 40000, 60000, 80000, 100000, 120000, 140000, 160000, 180000, 200000, 240000, 260000, 300000, 400000, 800000 y 1000000.

Dentro del rango de número de Rayleigh simulado, se han refinado más los casos de orden de magnitud 5, ya que según Bejan la transición debe ocurrir en torno a ese valor. Por tanto la forma de proceder ha sido utilizar el modelo laminar desde $Ra=100$ hasta 240000, y por otro lado, desde $Ra=10000$ hasta 1000000, usar el modelo turbulento que se ha visto en el apartado anterior, de forma que se pueda estimar hasta donde es válido uno y otro.

Las condiciones de contorno se han fijado según el número de Rayleigh, de forma que la pared fría se ha mantenido en todos los casos a la temperatura de referencia, 293.15 K, y la temperatura de la pared caliente se ha definido como:

$$T_1 = T_0 + \frac{\nu \alpha Ra}{g \beta L^3}$$

Las paredes horizontales se han mantenido adiabáticas. En cuanto a las condiciones de contorno para la velocidad media, en las cuatro fronteras que forman el dominio se ha mantenido una condición de no deslizamiento.

6.1. Perfiles de velocidad

A continuación se presentan los perfiles de velocidad media en dirección vertical adimensionalizada en función de x/L . La escala para normalizar la velocidad ha sido $V_0 = \sqrt{g \beta \Delta T L}$. En la Figura 2. 10 se muestran los resultados para el plano central de la cavidad, es decir, $\frac{y}{H} = 0.5$, para diferentes números de Rayleigh en el caso del modelo turbulento. Únicamente se ha representado la mitad de la cavidad al obtenerse una solución antisimétrica, en este caso, como se ven la velocidad es positiva, por lo que se trata de la pared caliente, donde el fluido tiende a ascender.

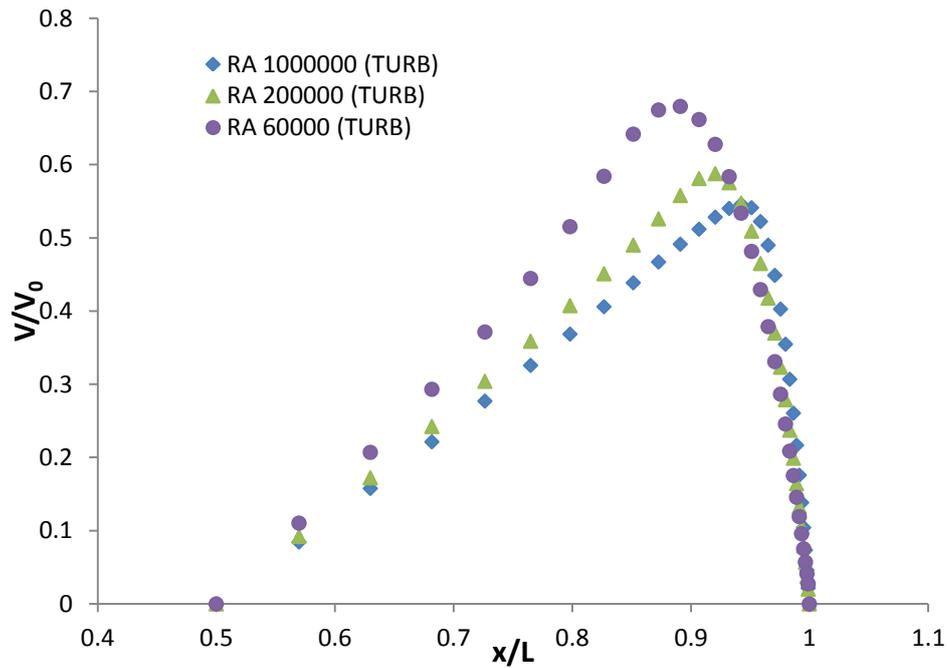


Figura 2. 10: Perfiles de velocidad adimensionalizada para diferentes números de Rayleigh. Para $y/H=0.5$. Modelo turbulento

En la Figura 2. 10, la zona más cercana a la pared, en todos los casos, se tiene una región prácticamente lineal que corresponde con la subcapa viscosa, es decir, aquella zona donde las funciones de amortiguación hacen que la viscosidad turbulenta sea nula. A medida que nos alejamos de la frontera, el efecto viscoso disminuye y por lo tanto el tensor de esfuerzos de Reynolds aumenta. También es interesante observar cómo a medida que el número de Rayleigh aumenta la subcapa viscosa reduce su tamaño, haciendo que el pico de velocidad se desplace hacia la pared.

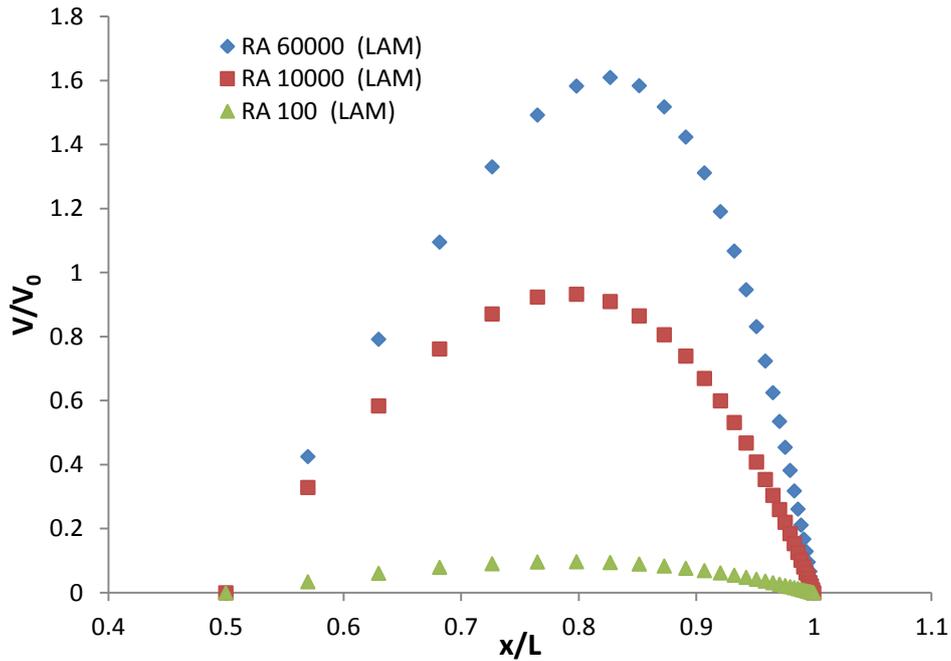


Figura 2. 11: Perfiles de velocidad adimensionalizada para diferentes números de Rayleigh. Modelo laminar. Para $y/H=0.5$.

Si comparamos los perfiles para las simulaciones con modelo laminar, Figura 2. 11, se puede observar de forma clara un perfil parabólico para los tres casos representados. Al igual que en el modelo turbulento el máximo se desplaza hacia la pared reduciendo la subcapa viscosa, aumentando la transmisión de calor, sin embargo, a diferencia de lo que ocurre para el modelo turbulento, la velocidad máxima se va incrementado con el número de Rayleigh. Es decir, un aumento en los efectos de flotabilidad llevan a una mayor velocidad, pero conservando la forma del perfil, mientras que en los casos turbulentos, este aumento se traduce en un incremento de la turbulencia y por lo tanto en una tendencia a la uniformización de la velocidad.

Por otro parte también podemos observar el crecimiento de la capa límite a lo largo de la pared vertical en uno y otro modelo (Figura 2. 12). Para el caso laminar, el espesor va creciendo durante toda la altura de forma progresiva hasta alcanzar su máximo en la mitad de la cavidad, $y/H=0.5$, y después el flujo se va parando. Además también se puede observar como a medida que nos alejamos de la parte central de la cavidad se pierda la simetría en los perfiles de velocidad, pues no son exactamente 0 al pasar por $x/L=0.5$.

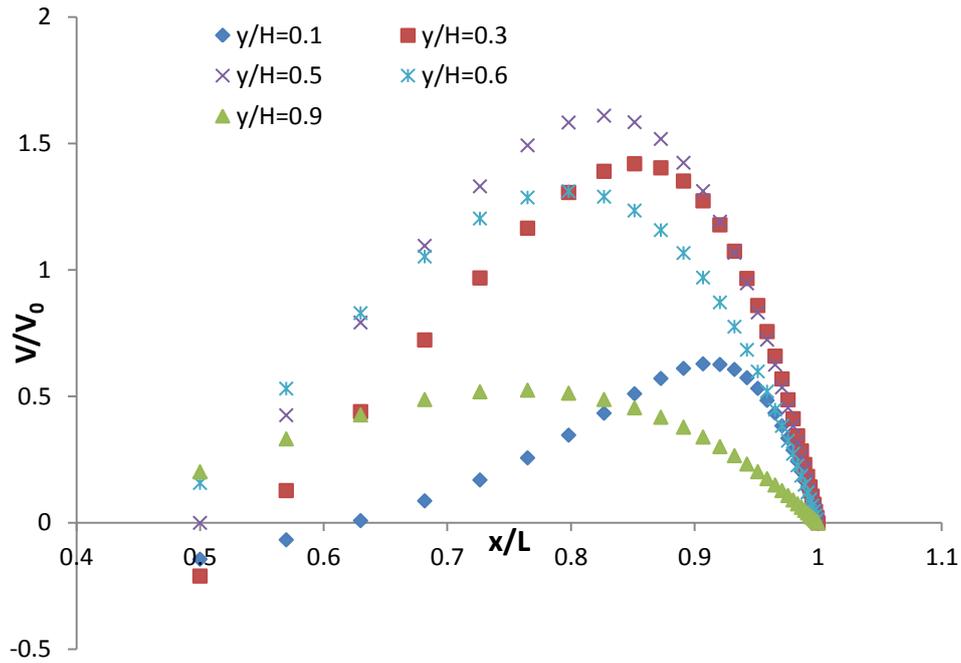


Figura 2. 12: Perfiles de velocidad para diferentes planos. Ra=60000. Modelo laminar.

Para el mismo Rayleigh en el modelo turbulento, Figura 2. 13, la capa límite tiene una variación bastante menor, su espesor permanece constante a lo largo de la pared vertical, exceptuando el inicio y el final de la misma. Esto hace, como se verá más adelante, que la transmisión de calor prácticamente no varíe a lo largo de la frontera isoterma. Por lo tanto, los cambios en el espesor de la capa límite están directamente relacionados con el número de Nusselt.

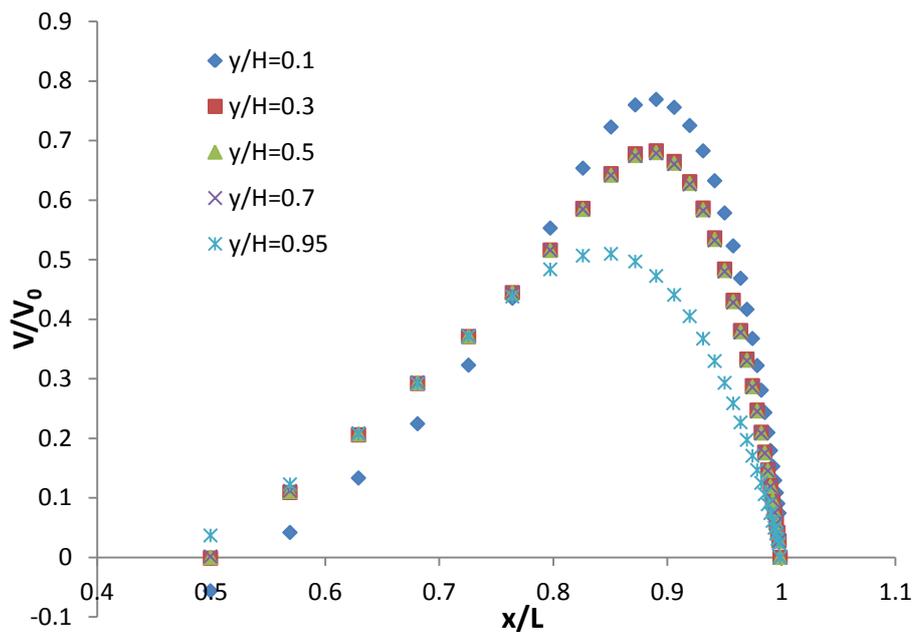


Figura 2. 13: Perfiles de velocidad para diferentes planos. Ra=60000. Modelo turbulento.

6.2. Perfiles de temperatura

Al igual que se ha realizado en el apartado anterior, a continuación se muestran los perfiles de temperatura adimensionalizada frente a x/L . Tanto en el modelo turbulento como el laminar la región cercana a la pared muestra una variación lineal con la temperatura, es decir, donde el flujo de calor es constante, lo que podríamos denominar como capa conductora. Como se ve en la Figura 2. 14, a medida que se aumenta la diferencia de temperaturas entre las paredes verticales, los efectos de arrastre tienen mayor peso que los efectos viscosos y de fricción, provocando una reducción de la capa conductora y reduciendo la resistencia térmica.

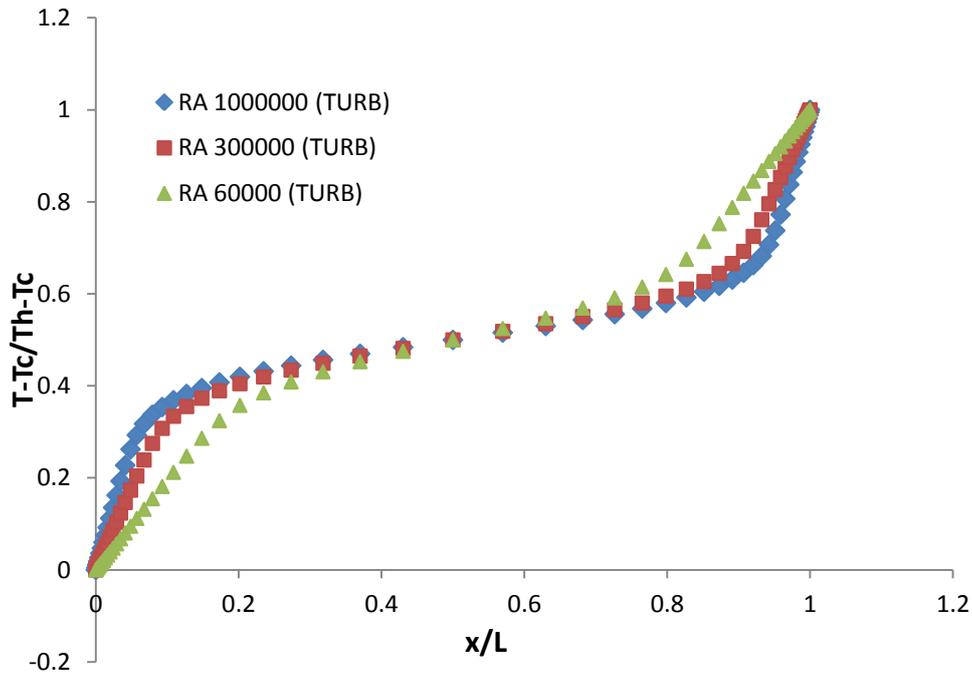


Figura 2. 14: Perfiles de temperatura para diferentes números de Rayleigh. Modelo turbulento. Plano $y/H=0.5$.

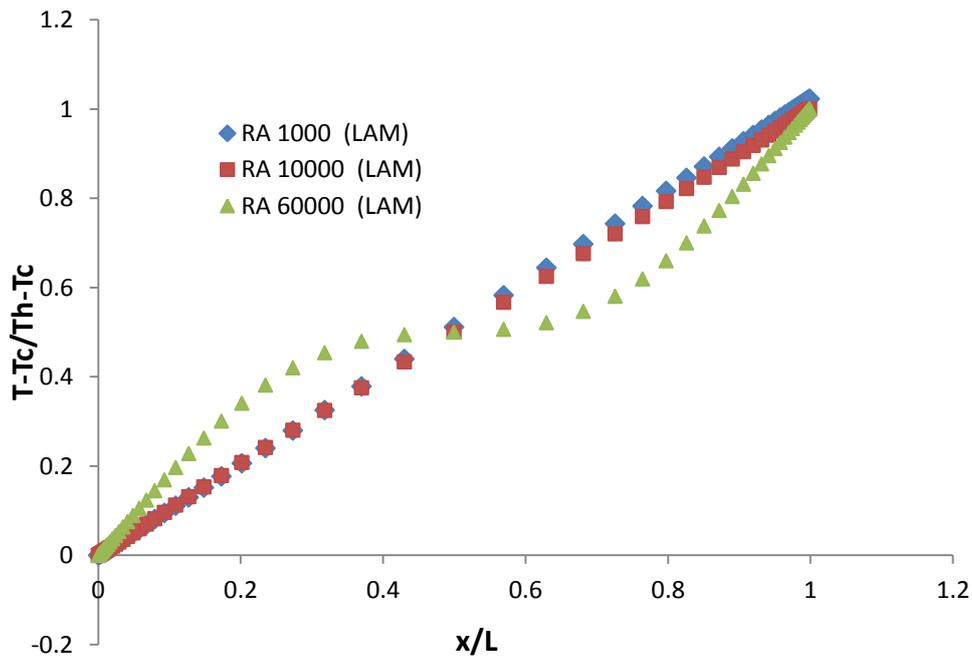


Figura 2. 15: Perfiles de temperatura para diferentes números de Rayleigh. Modelo laminar. Plano $y/H=0.5$.

Para las simulaciones con bajo número de Rayleigh, las velocidades del fluido son muy bajas, por lo que el mecanismo de transmisión de calor que predomina es el de conducción, de ahí que el perfil de temperaturas sea lineal (Figura 2. 15). Al igual que ocurría con el perfil de velocidades la diferencia entre la temperatura adimensionalizada para un Rayleigh 60000 utilizando el modelo laminar y turbulento es alta, se puede observar como la región lineal, es decir, el espesor de la capa conductora, es mayor para el caso laminar que el turbulento, de ahí las diferencias para la transmisión de calor.

6.3. Número de Nusselt local y global. Comparativa con soluciones experimentales.

Para evaluar la transmisión de calor a lo largo de las paredes verticales se ha calculado el número de Nusselt utilizando la expresión que se presentó anteriormente:

$$Nu_x = \frac{L \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)}{\Delta T}$$

La derivada es la pendiente de la recta que forma el perfil de temperaturas, ya que en la región cercana a la pared la variación es lineal. Para calcular ésta pendiente se han tomado los siete primeros nodos, ya que para todos los casos simulados el perfil permanece lineal para esta distancia.

El número de Nusselt local para las simulaciones realizadas con un modelo turbulento presenta una forma característica. Cuando comienza a desarrollarse la capa límite térmica, su espesor es bajo, y como consecuencia la transmisión de calor elevada. El modelo presenta una zona de transición, a partir de la cual el número de Nusselt permanece constante con la distancia, hasta que el flujo llega al otro extremo de cavidad donde pierde velocidad y tiende a girar hacia el lado contrario, diversos autores tratan a este fenómeno como la “re-laminarización” del flujo. A medida que el número de Rayleigh aumenta, la transición se adelanta, y el flujo de calor se incrementa, como consecuencia del aumento en la turbulencia.

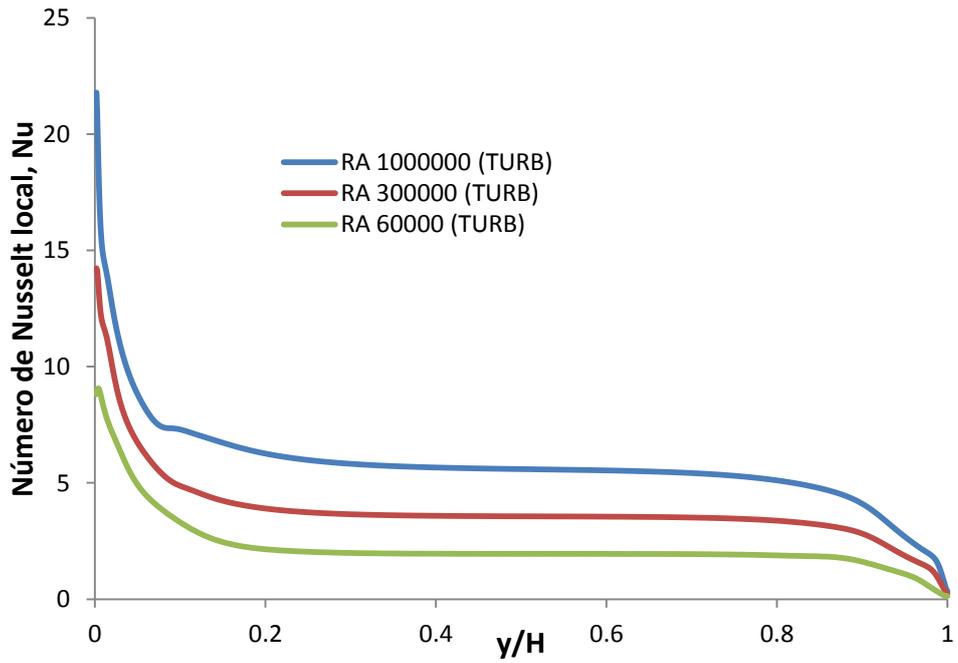


Figura 2. 16: Número de Nusselt local. Modelo turbulento. Pared caliente.

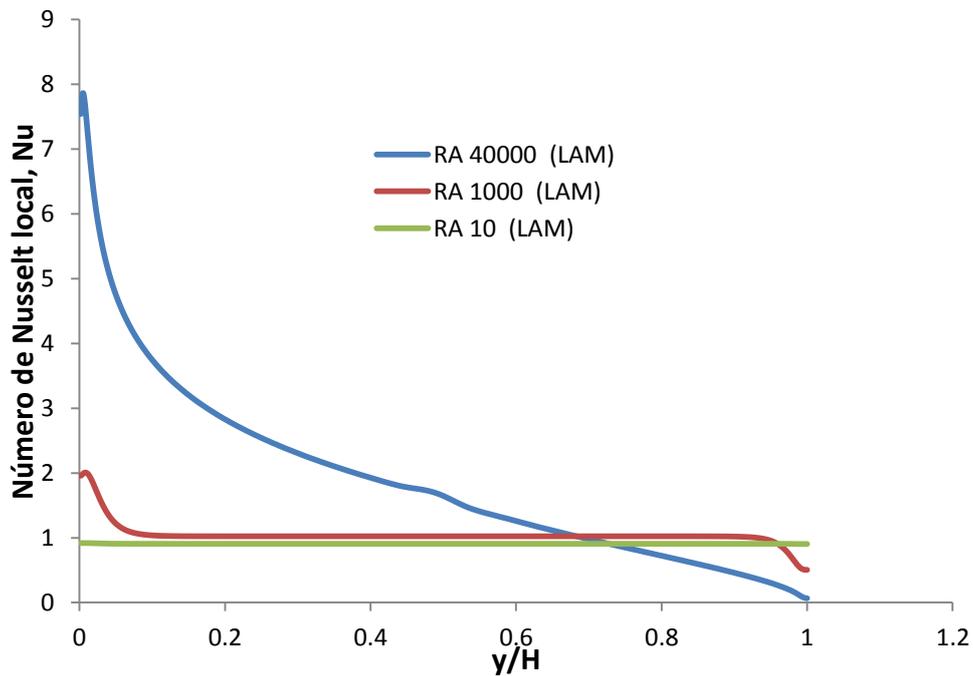


Figura 2. 17: Número de Nusselt local. Modelo laminar. Pared caliente.

Para los casos que se han resuelto con el modelo laminar (Figura 2. 17), el número de Nusselt local va decreciendo de forma continua a medida que la capa límite térmica se va desarrollando, por tanto es el espesor también va cambiando con la coordenada y . Sin embargo para números de Rayleigh muy bajos el efecto de la flotación es muy bajo, y básicamente el fluido no se mueve, con lo que la transmisión de calor se produce por

conducción al no existir arrastre. De esta forma el número de Nusselt toma aproximadamente el valor de la unidad.

La diferencia entre los casos para altos y bajos números de Rayleigh se puede apreciar de forma más notable representado los campos de temperatura, Figura 2. 18 y Figura 2. 19. En la primera de ellas, la turbulencia hace que se tenga un núcleo isotermo, debido a un mayor mezclado. Sin embargo, en la otra figura, donde se representa un caso resuelto con un modelo laminar, la capa límite tiene un espesor mucho mayor, lo que reduce la transmisión de calor. Por otra parte, también se puede ver como ambas cavidades tienen dimensiones distintas, esto último se realizó para que la diferencia de temperaturas fuese lo suficientemente grande de forma que se llegase a una convergencia aceptable del problema, siempre respetando la relación de aspecto de la cavidad original.

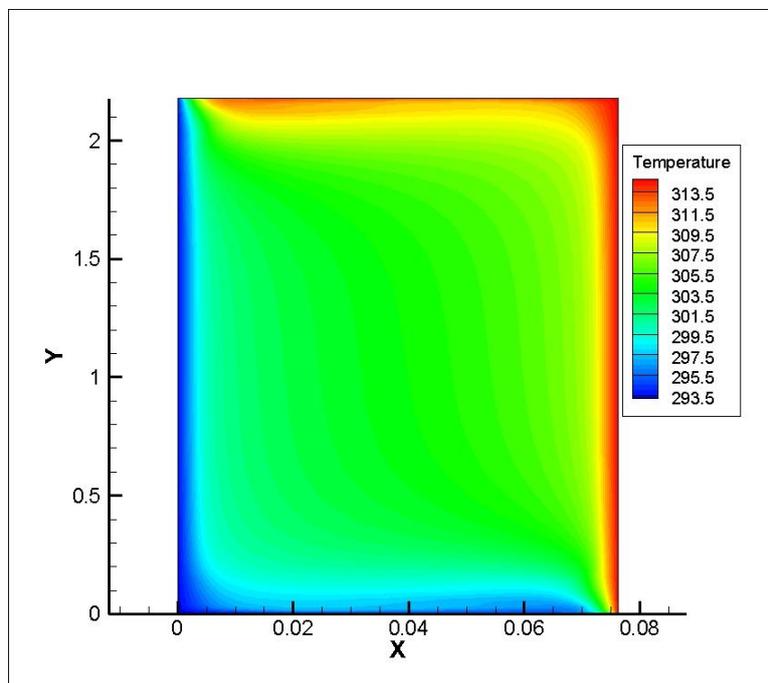


Figura 2. 18: Campo de temperaturas. Número de Rayleigh 1000000

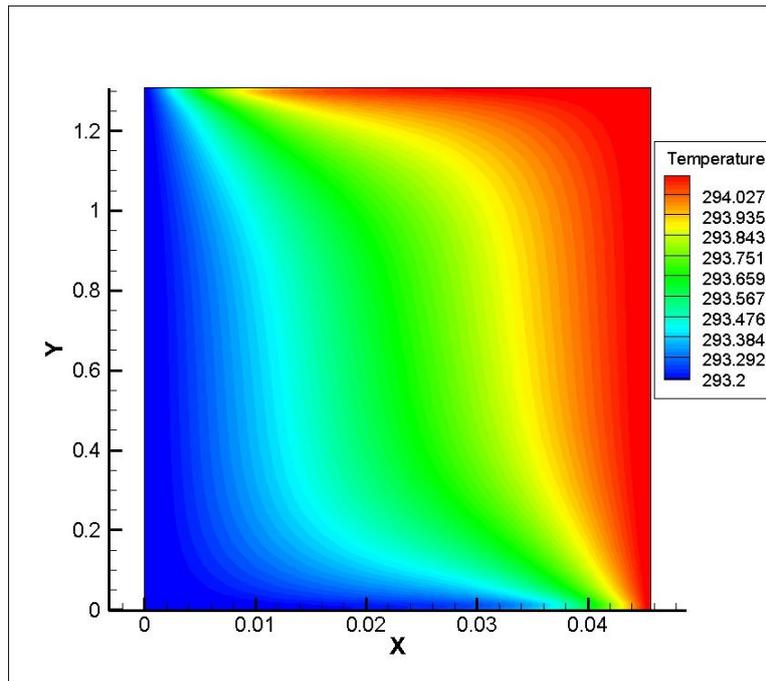


Figura 2. 19: Campo de temperaturas. Número de Rayleigh 10000

Por último se van a mostrar los resultados para el número de Nusselt global frente al número de Rayleigh (Figura 2. 20). Para las simulaciones realizadas con el modelo laminar, se comprueba como a medida que aumenta el número de Rayleigh los resultados se distancian más con respecto a la correlación experimental. Esto último se puede justificar teniendo en cuenta que a medida que los efectos de flotación aumentan la inestabilidad en el flujo es mayor por lo que la zona de transición a la capa límite turbulenta en las paredes isothermas se va adelantando y el error que se comete es mayor. Es decir, el modelo laminar funciona bien para los casos donde la velocidad del fluido encerrado es muy baja, y los efectos de la convección natural son pequeños, números de Rayleigh inferiores a 10000. Este valor es cercano al valor de Raleigh crítico que presentábamos en la introducción (Figura 2. 1), a partir del cual se producía una transición al régimen de capa límite turbulenta.

Esto último, se comprueba observando como para valores de Rayleigh mayores, el modelo laminar deja de mostrar buenos resultados, mientras que las simulaciones realizadas con el modelo turbulento tienen un mejor comportamiento, a pesar de la relación de aspecto es menor de 40.

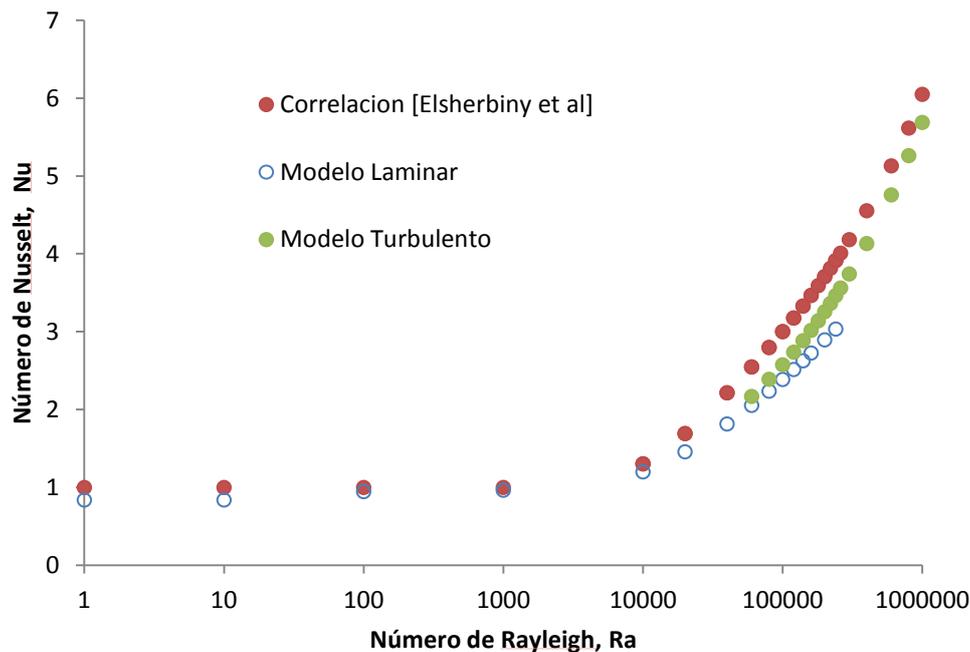


Figura 2. 20: Número de Nusselt promediado frente a número de Rayleigh. Comparación con la correlación de Elsherbiny et al.

En la figura anterior también es posible observar como para bajos número de Rayleigh el fluido prácticamente no se mueve, y su velocidad es paralela a las paredes verticales, hasta 1000, el régimen de transmisión de calor es de conducción, ya que el número de Nusselt es 1, es decir, la transmisión de calor es por mecanismo de conducción.

Los resultados obtenidos por otros autores que también estudiaron la transición de régimen laminar a turbulento para este tipo de cavidades, por ejemplo (Zhao, Curcija, & Gross, 1997), muestran que el flujo cambia de un patrón unicelular a otro multicelular antes de alcanzar el régimen turbulento, donde vuelve a ser unicelular. En las simulaciones realizadas no se llegó a percibir este cambio.

Sin embargo, por la comparación entre el número de Nusselt obtenido con el modelo turbulento y sin él, se ha podido determinar el punto de transición como aquel donde la diferencia relativa entre ambos números de Nusselt es superior a 3.5% tal y como establecieron otros autores. Según las simulaciones esto ocurre aproximadamente para un número de Rayleigh cercano a 40000.

Si comparamos este resultado con la correlación obtenida por (Zhao, Curcija, & Gross, 1997), que se escribe como:

$$Ra = 3 \cdot 10^9 \cdot A^{-3.3285}$$

Se puede comprobar que los resultados son muy parecidos, con un error inferior al 5%

En base a la **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.** se puede concluir que las simulaciones se ajustan de manera aceptable a la tendencia de la correlación experimental.

Para el modelo laminar, los errores se mantienen inferiores al 10% hasta que el número de Rayleigh llega hasta 10000, a partir de este valor las diferencias con la correlación experimental comienzan a ser bastante notables. Para el modelo turbulento ocurre lo contrario, a medida que crece el número de Rayleigh los errores se reducen llegando hasta el 6% para $Ra=1 \times 10^6$.

7. Resultados para cavidad inclinada

A continuación, utilizando el mismo modelo de turbulencia que se ha validado en el apartado anterior, se van a realizar una serie de simulaciones cambiando la orientación de la malla. Hasta ahora hemos centrado nuestra atención en cavidades verticales con alta relación de aspecto, sin embargo, en colectores solares este recinto está inclinado.

Utilizando los resultados experimentales de Cooper *et al.* [2012], se van a comparar el comportamiento del modelo de turbulencia cuando la orientación cambia. En este trabajo se utilizó la misma instalación experimental que usaron Betts y Bokhari, (por lo que la relación de aspecto se mantiene igual), para analizar el flujo de convección natural turbulento, para un número de Rayleigh de 0.86×10^6 y un ángulo de inclinación de 15° y 60° .

La malla utilizada en estas simulaciones es la misma que la del apartado anterior, las condiciones de contorno también son las iguales, aunque en este caso se haya fijado la temperatura de la pared caliente tal que el número de Rayleigh sea igual a 0.86×10^6 .

7.1. Cavidad inclinada $\alpha=60^\circ$

En las siguientes figuras se presentan los resultados numéricos para el perfil de temperaturas adimensionalizado para una inclinación de 60° frente a al ancho de la cavidad. Junto con los resultados de las simulaciones se han presentado los datos experimentales, para zonas diferentes de la cavidad $y/H=0.1, 0.5$ y 0.95 .

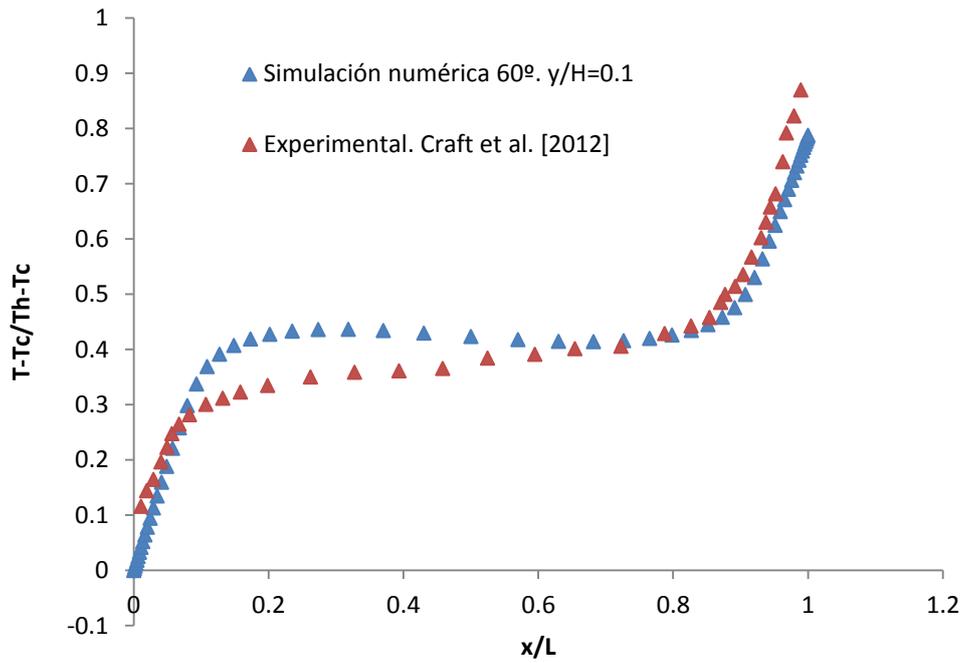


Figura 2. 21: Perfil de temperaturas. Cavity inclinada 60°. $y/H=0.1$

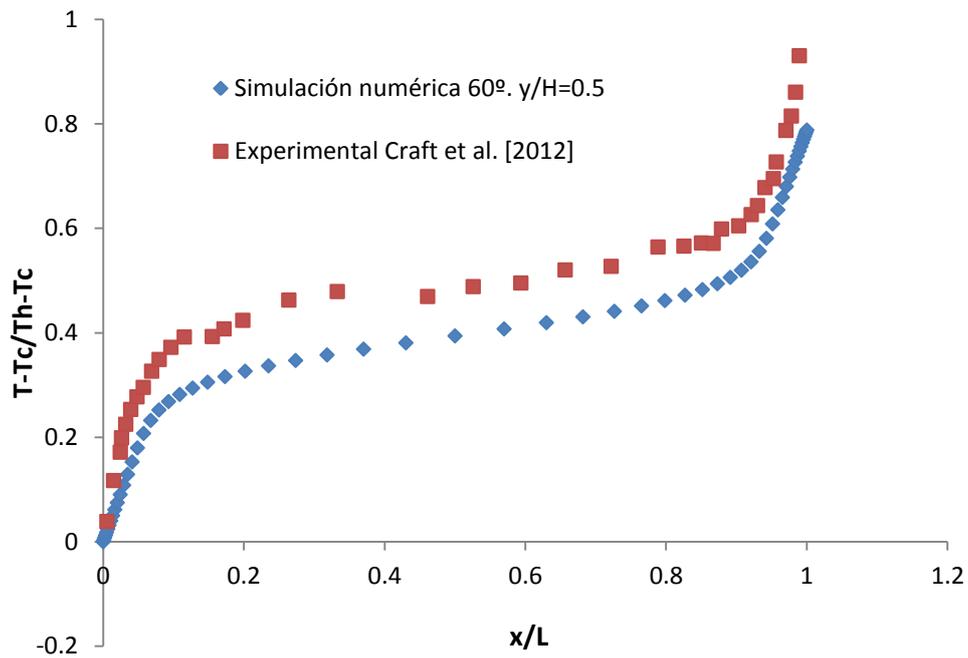


Figura 2. 22: Perfil de temperaturas. Cavity inclinada 60°. $y/H=0.5$

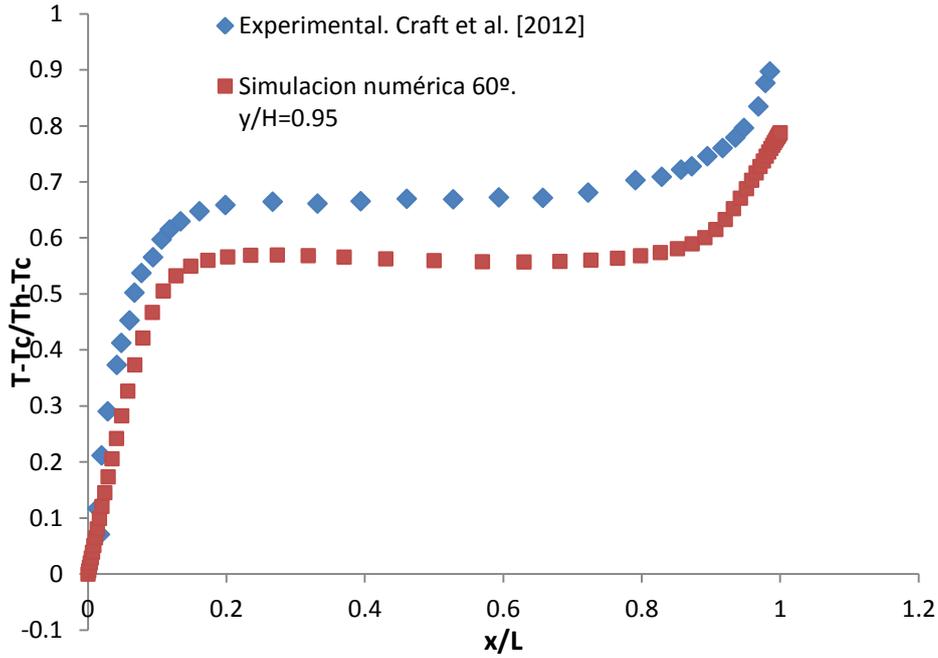


Figura 2. 23: Perfil de temperaturas. Cavity inclinada 60°. y/H=0.5

Lo que se comprueba con en las tres figuras anteriores que las temperaturas en los extremos de la cavity son bastante parecidos a la temperatura de la parte central, lo que sugiere que el nivel de mezclado, y por tanto el de turbulencia es mayor. Aun así, los perfiles son similares a los de la cavity vertical, el patrón de flujo sigue siendo el mismo. Sin embargo, el nivel de concordancia entre la solución experimental y la numérica ya no es tan bueno.

Si visualizamos el campo de temperaturas y las líneas de corriente en el interior de la cavity, se puede observar como los cambios que se producen con respecto al caso de una cavity a 90° son pequeños, la capa límite tiene un crecimiento similar.

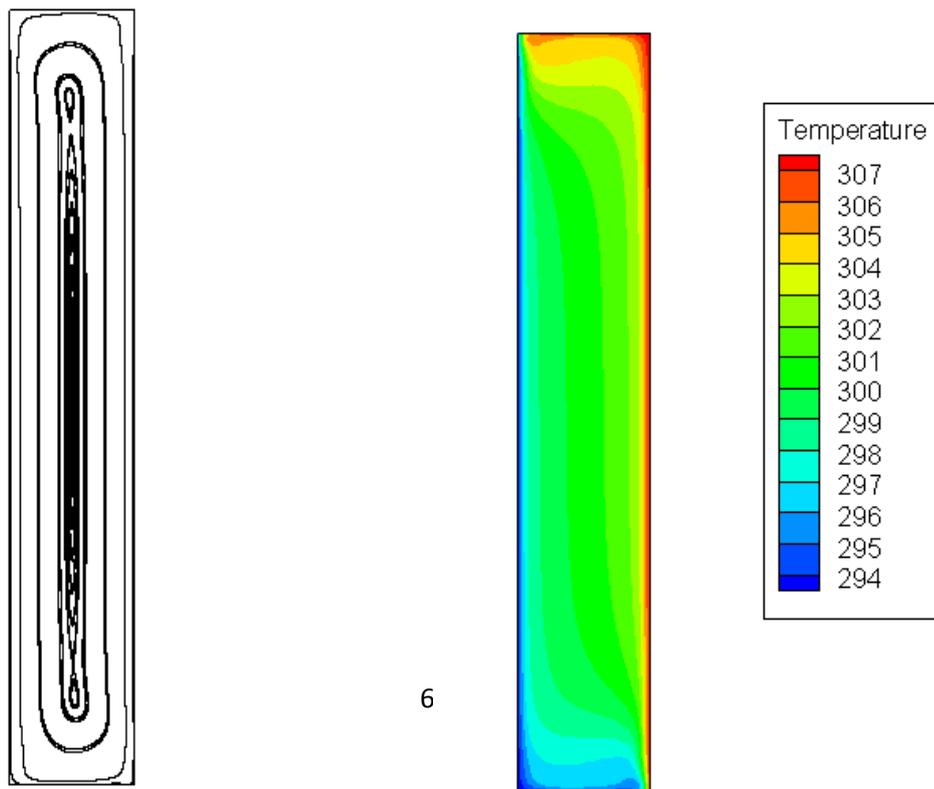


Figura 2. 24: Campo de temperaturas, cavidad inclinada 60°. Ra = 0.86x10⁶.

En cuanto a la transferencia de calor, procesando los resultados de la misma forma, obtenemos un número de Nusselt medio para la pared caliente, $\overline{Nu} = 4.89$, el valor es inferior al que obtenía Betts y Bokhari para una cavidad con las mismas condiciones de contorno orientada verticalmente. Conforme con la bibliografía consultada, el número de Nusselt desciende para valores inferiores a 90° hasta alcanzare un mínimo local, que coincide con el cambio de patrón del flujo.

Utilizando la siguiente correlación propuesta por Hollands *et al.* [1976], para cavidades con relación de aspecto superior a 5, y una inclinación comprendida entre 0 y 60°, obtenemos un número de Nusselt igual a 5.63.

$$Nu(Ra, \theta) = 1 + 1.44 \left[1 - \frac{1708}{Racos\theta} \right]^* \left[1 - \left(\frac{1708(\text{sen}1.8\theta)^{1.6}}{Racos\theta} \right)^{11} \right] + \left[\left(\frac{Racos\theta}{5803} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 \right]^*$$

El error cometido en este caso es mayor que el cometido en cavidades verticales, algo razonable si observamos la diferencia de los perfiles de temperatura numéricos con los resultados experimentales, y también observando los resultados que obteníamos en cavidades verticales al comparar con el trabajado de Betts y Bokhari en donde con diferencias muy reducidas en el campo de temperaturas los resultados de transmisión de calor no eran tan buenos, algo que se sigue repitiendo en este caso.

Para solventar este problema, la bibliografía consultada ofrece otras alternativas como usar modelos de turbulencia más sofisticados como son los modelos LES o DNS.

6.1. Cavidad inclinada $\alpha=15^\circ$

De la misma forma se van a presentar los resultados obtenidos para un ángulo bajo, también se obtienen los perfiles de temperatura para diferentes alturas en la cavidad:

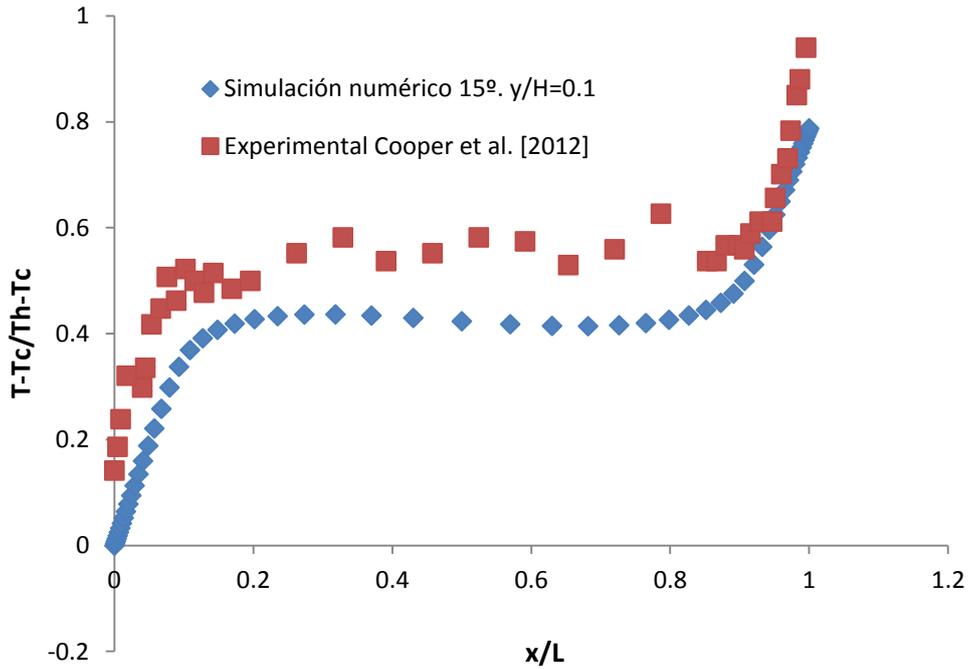


Figura 2. 25: Perfil de temperaturas. Cavidad inclinada 15°. $y/H=0.1$

En la Figura 2. 25, Figura 2. 26 y Figura 2. 27, se puede observar como la temperatura media experimental es muy similar independientemente de la altura a la que sea evaluada, verificándose además que la pendiente de los perfiles experimentales en las regiones cercanas a los contornos son también muy parecidas. Esto hace indicar que el nivel de mezclado en la cavidad se haya incrementado, uniformando la transferencia de calor a lo largo de las paredes isoterma.

Los resultados numéricos también presentan una distribución de temperaturas donde la temperatura del núcleo de la cavidad es prácticamente el mismo a lo largo de la dirección vertical de la misma. Las diferencias con los datos experimentales son del mismo orden a las que se mencionado en el apartado anterior.

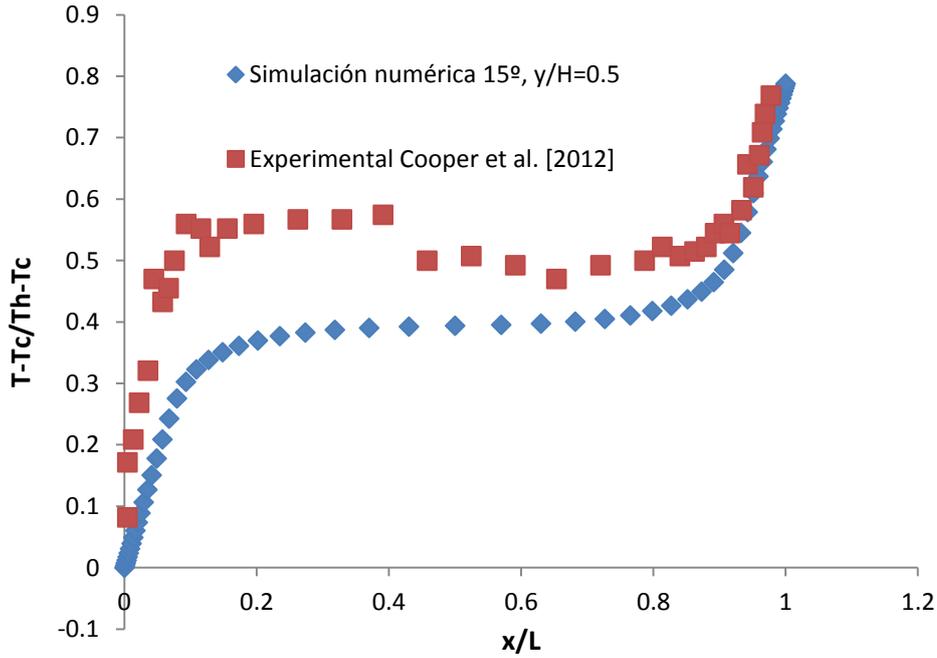


Figura 2. 26: Perfil de temperaturas. Cavidad inclinada 15° . $y/H=0.5$

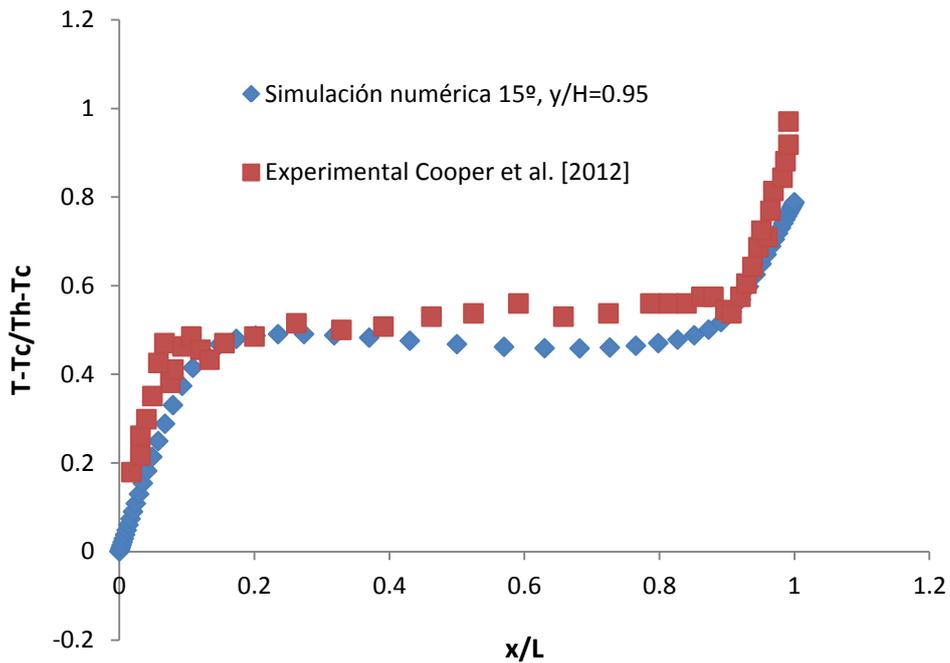


Figura 2. 27: Perfil de temperaturas. Cavidad inclinada 15° . $y/H=0.95$

Sin embargo, si ahora representamos la velocidad en dirección Y adimensionalizada, Figura 2. 28, observamos que los resultados no son comparables. La explicación a esto la tenemos en la propia estructura del flujo. Experimentalmente, Cooper et al. [2012], constataron que el flujo de convección natural basado en el régimen de capa límite, con una corriente ascendente por la pared caliente y otra descendente por la pared fría ya no está presente para esta inclinación.

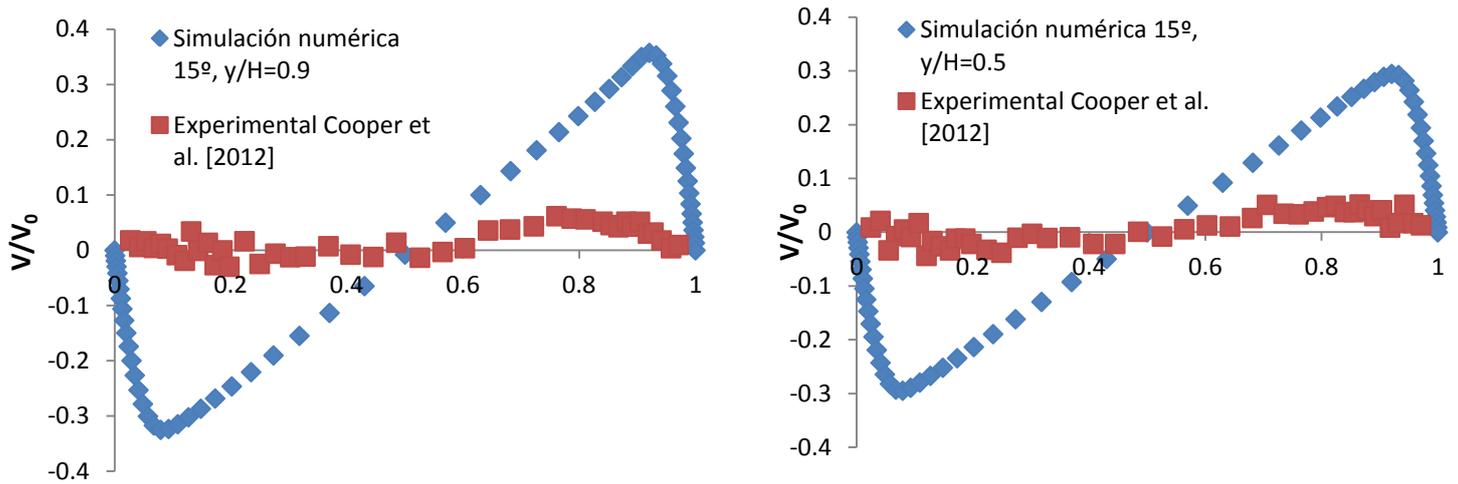


Figura 2. 28: Perfiles de velocidad. Inclinación 15°.

La convección natural ahora está gobernada por un flujo tridimensional compuesto por estructuras en forma de rollo, concretamente, cuatro estructuras de celulares que giran en sentido contrario y cuyo eje coincide con la dimensión H de la cavidad, tal y como se observó experimentalmente.

Esto hace que con una simulación en dos dimensiones como esta sea imposible describir el flujo de manera adecuada. Es cierto que el error que se comete en el campo de temperaturas es menor, pero esto se debe a que en ambos casos (2D y 3D), el proceso de mezclado es alto, lo que tiende a uniformizar el campo de temperaturas. Por lo tanto, no se puede concluir que el modelo de turbulencia no sea el adecuado, sino que el flujo no puede ser tratado como si se tratara de uno en 2D.

Por último destacar que se confirma lo que ya se había adelantado en la revisión bibliográfica, y es que, llegado a un ángulo de inclinación crítico el problema se transforma, en otro ampliamente tratado, el de la convección de "Rayleigh-Bernard".

Capítulo 3: Sub-modelo de convección mixta. Validación del esquema numérico y procesado de resultados.

1. Introducción

Como paso inicial para validar el modelo del colector solar completo, se ha estudiado numéricamente la solución del flujo de calor en un tubo horizontal. El rango de gasto másico con el que se han llevado a cabo las simulaciones es el mismo que el utilizado en el captador completo. A su vez, la condición de contorno de flujo de calor uniforme en la pared ha sido ajustada al rango de valores más cercano a la radiación absorbida por la placa absorbidora.

Dado que los caudales son bastante bajos, los efectos de la convección forzada son equiparables a los efectos de la convección natural. Este último fenómeno está presente en el problema, debido a la diferencia de temperaturas, lo que lleva a la generación de un gradiente de densidades en el flujo, y como consecuencia un movimiento de flotación que se superpone a propio flujo forzado.

Una de las cuestiones más importantes en este problema es el desarrollo de la capa límite térmica e hidrodinámica. En este caso, y dado que en el colector el desarrollo de la capa hidrodinámica se realizará antes de la entrada a la zona soldada al absorbedor, en la entrada del tubo se ha impuesto un perfil de velocidades ya desarrollado. Otro de los puntos importantes es la dependencia de las propiedades del fluido con la temperatura ya que, como se ha adelantado, la convección natural juega un papel importante en el proceso de transferencia de calor (Anexo A). Si se quiere tener en cuenta los efectos de la flotación, es necesario que la densidad fluctúe en el seno del fluido, para que, en conjunto con el campo gravitatorio, de lugar a un campo de fuerzas que hagan que la componente de la velocidad perpendicular al flujo sea distinta de cero. En este caso no se ha usado la aproximación de Boussinesq, sino que se han impuesto una serie de funciones polinómicas para tener en cuenta la variación de las propiedades del fluido con la temperatura.

El objetivo básico de estas simulaciones ha sido el de validar la malla elegida para el conducto y el procesado de resultados para el cálculo del Número de Nusselt local (\overline{Nu}_x). Para ello se ha comparado correlaciones disponibles en la bibliografía tanto para el \overline{Nu}_x con la distancia adimensional (x^*), y para el Nusselt con flujo desarrollado (\overline{Nu}_∞) frente al número de Rayleigh (Ra).

2. Descripción del problema

A continuación se enumeran las ecuaciones que gobiernan el problema y las condiciones de contorno aplicadas al mismo. Para un flujo estacionario Newtoniano laminar en un tubo horizontal, cuyas propiedades son función de la temperatura:

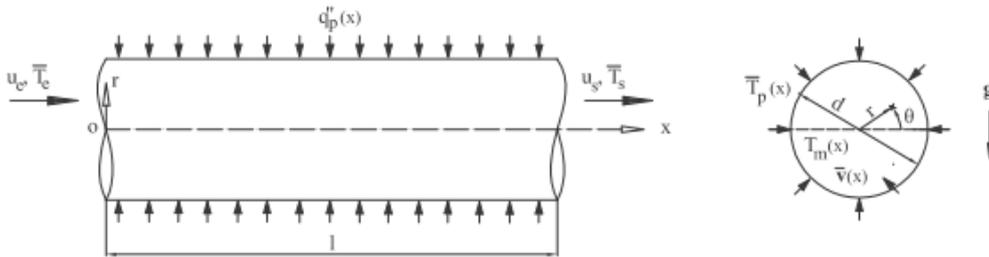


Figura 3. 1: Flujo de calor uniforme en un tubo de diámetro d y longitud l . Coordenadas cilíndricas r , θ y x .

- Ecuación de continuidad

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho v_\theta)}{\partial \theta} = 0 \quad (1.1)$$

- Ecuaciones de cantidad de movimiento

- En r :

$$-\frac{\rho v_\theta^2}{r} + u \frac{\partial(\rho v_r)}{\partial x} = -\left(\frac{1}{r} \frac{\partial(r \tau_{rr})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} - \frac{\tau_{\theta\theta}}{r} + \frac{\partial \tau_{rx}}{\partial x} \right) + \rho g \quad (1.2)$$

- En θ :

$$v_r \frac{\partial(\rho v_\theta)}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial(\rho v_\theta)}{\partial \theta} - \frac{\rho v_r v_r}{r} + u \frac{\partial(\rho v_\theta)}{\partial x} = -\left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 \tau_{r\theta})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{\theta x}}{\partial x} \right) \quad (1.3)$$

- En x :

$$v_r \frac{\partial(\rho u)}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial(\rho u)}{\partial \theta} + u \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = -\left(\frac{1}{r} \frac{\partial(r \tau_{rx})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta x}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} \right) \quad (1.4)$$

- Ecuación de energía

$$\begin{aligned}
& \left(v_r \frac{\partial(\rho c T)}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial(\rho c T)}{\partial \theta} + u \frac{\partial(\rho c T)}{\partial x} \right) = - \left[\frac{1}{r} \frac{\partial(r q_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial q_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial q_x}{\partial x} \right] - \\
& T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \left[\frac{1}{r} \frac{\partial(r v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u}{\partial x} \right] \\
& - \left[\tau_{rr} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \tau_{\theta\theta} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + v_r \right) + \tau_{xx} \frac{\partial u}{\partial x} \right] - \\
& \left\{ \tau_{r\theta} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\theta}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right] + \tau_{rx} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) + \tau_{\theta x} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\theta}{\partial x} \right) \right\}
\end{aligned} \tag{1.5}$$

Las condiciones de contorno que terminan de definir el problema, son las siguientes:

- En la pared del tubo ($r = d/2$) se cumple que:

$$v_\theta = v_r = u = 0; q_p'' = cte \rightarrow \frac{\partial T}{\partial r} = cte \tag{1.6}$$

- En la entrada ($x = 0$):

$$v_\theta = v_r = 0; u = u(r); T = \bar{T}_e \tag{1.7}$$

El perfil de velocidades $u(r)$ que se introduce como condición de contorno procede de la solución analítica para un flujo laminar en la región completamente desarrollada. La forma del perfil es:

$$\frac{u(r)}{u_m} = 2 \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \tag{1.8}$$

Las dimensiones del conducto, son de 1.83 metros de longitud, y 7 mm de diámetro. El flujo de calor establecido en la pared del tubo se calcula a partir de la radiación absorbida por la superficie de absorbedor correspondiente a cada uno de los conductos que forman el colector. Esto es:

$$\frac{q''_{absorbedor} \cdot S_{absorbedor}}{S_{lat_{tubo}}} = q_p'' \tag{1.9}$$

Donde $S_{absorbedor}$, es la superficie de absorbedor dividido entre el número de tubos que forman el colector. $S_{lat_{tubo}}$, es la superficie lateral del tubo.

3. Modelo numérico

El problema ha sido resuelto numéricamente mediante el método de los volúmenes finitos utilizando el código de propósito general FLUENT. Las ecuaciones de conservación han sido discretizadas utilizando el esquema Upwind de segundo orden tanto para las ecuaciones de momento como para la ecuación de la energía. Una de las ventajas de este tipo de esquemas es su capacidad para identificar la dirección del flujo, de forma que para flujos convectivos, como este caso, se obtienen buenos resultados con un coste computacional bajo, comparado con otros esquemas, como los de diferencias centrales, más apropiados para problemas difusivos. El acoplamiento entre la presión y la velocidad en las ecuaciones de cantidad de movimiento y continuidad ha sido resuelto mediante el algoritmo SIMPLE.

El estudio de la transmisión de calor en un tubo horizontal ha sido realizado desde el punto de vista estacionario. El fluido calo-portador simulado ha sido el agua. Las propiedades del fluido no son constantes, se han definido una serie de polinomios donde se muestra la variación de estas propiedades con la temperatura. Este punto es muy importante, dado que vamos a trabajar a caudales bastante bajos, los efectos de flotación no son despreciables, por ello la densidad no puede ser constante. Por lo tanto si queremos tener en cuenta, la convección natural, se tiene que definir el vector de la gravedad según la dirección negativa del eje Y, como se muestra en la siguiente figura.

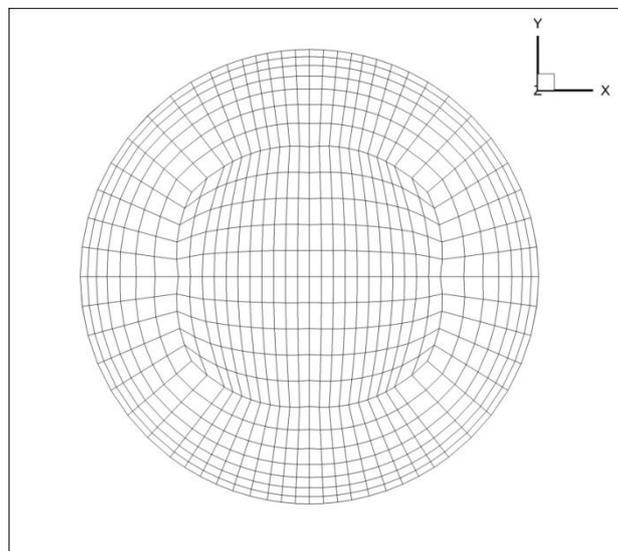


Figura 3. 2: Malla transversal del conducto. Modelo tubo simple

El número de Reynolds va a encontrarse en rangos que alcanzan aproximadamente los 2300, de ahí que se haya escogido el modelo laminar para tener en cuenta los efectos viscosos.

En la siguiente tabla se resumen las opciones elegidas para realizar la simulación:

Fluido	Agua, propiedades variables con la temperatura
Solver	Pressure Based Segregated
Esquema de discretización	"Upwind" 2º orden
Modelo Viscoso	Laminar
Gravedad	9.81 m/s ² . Dirección Y
Simulaciones Estacionarias	--
Ecuación de la energía	Resuelta

Tabla 3. 1: Hipótesis de simulación

La discretización del volumen fluido se ha realizado con la malla que se ve en la **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.**, se trata de un mallado estructurado no uniforme. Se han refinado las paredes del conducto, ya que en esas regiones de la capa límite es donde se producirán los mayores gradientes tanto de velocidad como de temperatura. También se observa que en la región central del conducto tanto en su parte superior como inferior la densidad de mallado es mayor, esto último se debe a que la zona superior, en modelos más avanzados, es la que va a estar unida a la soldadura, desde donde se transmitirá el flujo de calor hacia las paredes del conducto. La zona inferior también tiene más celdas, la razón en este caso es la simetría, puesto que la malla se ha creado de forma estructurada.

Otro de los parámetros importantes de la malla es la distribución de planos o "frames" como el que se ha descrito en el párrafo anterior a lo largo del eje longitudinal del tubo. Su distribución es la que fijará el volumen de cada celda. Si tenemos en cuenta que los gradientes longitudinales van a ser inferiores a los de dirección radial o transversal, podemos definir un mallado más vasto en esa dirección de lo que lo hacíamos en cada sección. Este es un punto clave si pensamos en que este modelo muy simplificado va a ser solapado al resto de elementos que forman el captador, es decir, la soldadura, el absorbedor, cavidad, etcétera, de ahí que se busque el menor número posible de secciones transversales que reproduzcan de manera adecuada el proceso de transmisión de calor. Más adelante se ha llevado a cabo un análisis de sensibilidad con este propósito.

4. Simulaciones realizadas

El objetivo de estas simulaciones es poder crear un modelo que sea capaz de obtener resultados comparables con los que provienen de correlaciones experimentales para el número de Nusselt local y promediado, en tubo liso con flujo de calor uniforme en la pared. De esta forma se validará tanto el tipo de mallado como el procesado de resultados. Es por tanto un paso previo para poder crear modelos más complejos, es decir, más cercanos al proceso de transferencia de energía en un colector solar plano.

Las simulaciones se han realizado para diferentes temperaturas de entrada, flujos de calor en la pared y gastos máxicos. El rango de temperaturas de entrada varía entre 20 y 70°C. El flujo

de calor se fija para la superficie del captador, de esta forma podremos comparar las soluciones de los diferentes modelos. Esto significa que si el captador completo está formado por 9 tubos, se va a dividir la superficie absorbidora entre 9, de esta manera podremos extrapolar la energía aportada a cada conducto, de forma que el flujo de calor en la pared se puede obtener según se describía en la ecuación (1.9). Por tanto si la el flujo de calor absorbido se fija en 400, 600 y 800 W/m², el flujo de calor aplicado en la pared del tubo es de, 2237.26, 3355.89 y 4474.53 W/m².

Las simulaciones con el modelo del captador completo se han fijado en 144 kg/h, 80 kg/h y 40 kg/h. Como el colector está formado por 9 tubos, el gasto másico para un solo conducto será la novena parte de dicho gasto másico, suponiendo un reparto uniforme en cada uno de ellos. En este caso esta cuestión no tiene demasiada relevancia, ya que únicamente estamos interesados en observar el proceso de transferencia de calor en el interior del conducto, estos gastos se fijan de forma que el rango de número de Reynolds y Rayleigh sean del mismo orden que los que se tienen en el caso del colector completo.

Por tanto la velocidad media que define el perfil de velocidades en la entrada, se calcula a partir de la siguiente ecuación:

$$u_{m,entrada} = \frac{\dot{m}_{nom}}{9} \cdot \frac{1}{\rho_{entrada} \cdot S_{tubo}} \quad (1.10)$$

Donde $\rho_{entrada}$, es la densidad del fluido a la temperatura de entrada, S_{tubo} , es la sección del conducto, \dot{m}_{nom} , es el gasto másico fijado para el colector completo, y $u_{m,entrada}$, es la velocidad media en la sección de entrada.

Esto equivale a que el número de Reynolds y Rayleigh en la sección entrada se mueven en un rango de 218-1873 y de 1.26×10^5 - 1.31×10^6 , respectivamente. Las propiedades del fluido no son constantes por lo que el calentamiento del fluido a lo largo del tubo va a dar lugar a un aumento tanto en el número de Reynolds como en el número de Rayleigh, debido principalmente al descenso de la viscosidad con la temperatura.

Analizando el rango de estos números adimensionales podemos anticipar alguna observación, entre ellas es que el término adimensional Gr/Re^2 , que indica la importancia relativa de los efectos de flotación frente a los efectos de convección forzada, se va a encontrar en valores muy cercanos a la unidad, e incluso por encima de ellos. Según (García, 2006), que estudió la variación circunferencial de la temperatura en las paredes de un conducto horizontal en régimen laminar con flujo de calor constante, encontró que a partir de valores de 0.3 para Gr/Re^2 , los efectos de la convección natural son importantes. De ahí que en las simulaciones analizadas el proceso de transferencia de calor sea de convección mixta.

5. Metodología de procesado.

La convección mixta en el interior de un conducto es un proceso de transmisión de calor caracterizado por el efecto de la flotación. Como consecuencia en el interior del conducto, además del flujo principal en dirección axial, el fluido más cercano a la pared se calienta, disminuye su densidad, y por tanto asciende, desplazando al fluido más frío que se encuentra en la parte superior del tubo que desciende por la parte central.

La trayectoria en espiral de las partículas de fluido a lo largo del conducto da lugar a una mejora en la transmisión de calor, lo que se traduce en una longitud de desarrollo térmico menor que en convección forzada, y un número de Nusselt más alto para flujo totalmente desarrollado.

Por tanto la principal diferencia a la hora de promediar el número de Nusselt local para cada sección transversal de un tubo en procesos de convección mixta es que no solamente existe una variación longitudinal como ocurre en los casos de convección forzada, donde $T_p = T_p(x)$, sino que, debido al gradiente circunferencial de la temperatura de la pared ($T_p = T_p(x, \theta)$), el número de Nusselt local es también función del ángulo, es decir, $Nu_x = Nu_x(x, \theta)$, pudiéndose hablar por tanto de un número Nusselt local promediado en la sección, $\overline{Nu_x} = \overline{Nu_x}(x)$.

El promediado para calcular $\overline{Nu_x}$ es posible enfocarlo desde dos puntos de vista diferentes, que aunque parecen idénticos realmente no lo son:

- *Promediado I:* obtener el número de Nusselt local, es decir, $Nu_x(x, \theta)$, y posteriormente realizar el promediado en la sección:

$$\overline{Nu_x} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Nu_x(x, \theta) d\theta \quad (1.11)$$

Donde $Nu_x(x, \theta)$, se calcularía del siguiente modo:

$$Nu_x = \frac{q_p'' d}{k(T_p(x, \theta) - \bar{T}_f(x))} \quad (1.12)$$

Donde $\bar{T}_f(x)$, es la temperatura media del fluido en la sección, o “bulk temperature”, cuyo promediado se discutirá más adelante.

- *Promediado II:* en primer lugar obtendríamos una temperatura de pared promediada, y posteriormente, calcularíamos el Nusselt local promediado en la sección:

$$\bar{T}_p = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} T_p(x, \theta) d\theta \quad (1.13)$$

$$\overline{Nu_x} = \frac{q_p^* d}{k(\overline{T_p}(x) - \overline{T_f}(x))} \quad (1.14)$$

Si desarrollamos las expresiones (1.14) y (1.11):

$$\overline{Nu_x} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Nu_x(x, \theta) d\theta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{q_p^* d}{k(T_p(x, \theta) - \overline{T_f}(x))} d\theta = \frac{q_p^* d}{2\pi k} \int_0^{2\pi} \frac{1}{(T_p(x, \theta) - \overline{T_f}(x))} d\theta \quad (1.15)$$

$$\overline{Nu_x} = \frac{q_p^* d}{k(\overline{T_p}(x) - \overline{T_f}(x))} = \frac{q_p^* d}{k \left[\frac{1}{2\pi} \left(\int_0^{2\pi} T_p(x, \theta) d\theta \right) - \overline{T_f}(x) \right]} = \frac{q_p^* d}{k} \frac{1}{\left[\frac{1}{2\pi} \left(\int_0^{2\pi} T_p(x, \theta) - \overline{T_f}(x) \right) d\theta \right]} \quad (1.16)$$

Si comparamos las ecuaciones (1.15) y (1.16) podemos comprobar que ambos promediados son diferentes, ya que:

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{(T_p(x, \theta) - \overline{T_f}(x))} d\theta \neq \frac{1}{\left[\frac{1}{2\pi} \left(\int_0^{2\pi} T_p(x, \theta) - \overline{T_f}(x) \right) d\theta \right]} \quad (1.17)$$

La siguiente cuestión es decidir qué tipo de promediado es el adecuado. Los resultados han sido procesados con ambos, y se han comparado con las correlaciones de Petukhov y Poliyakov, Figura 3. 3

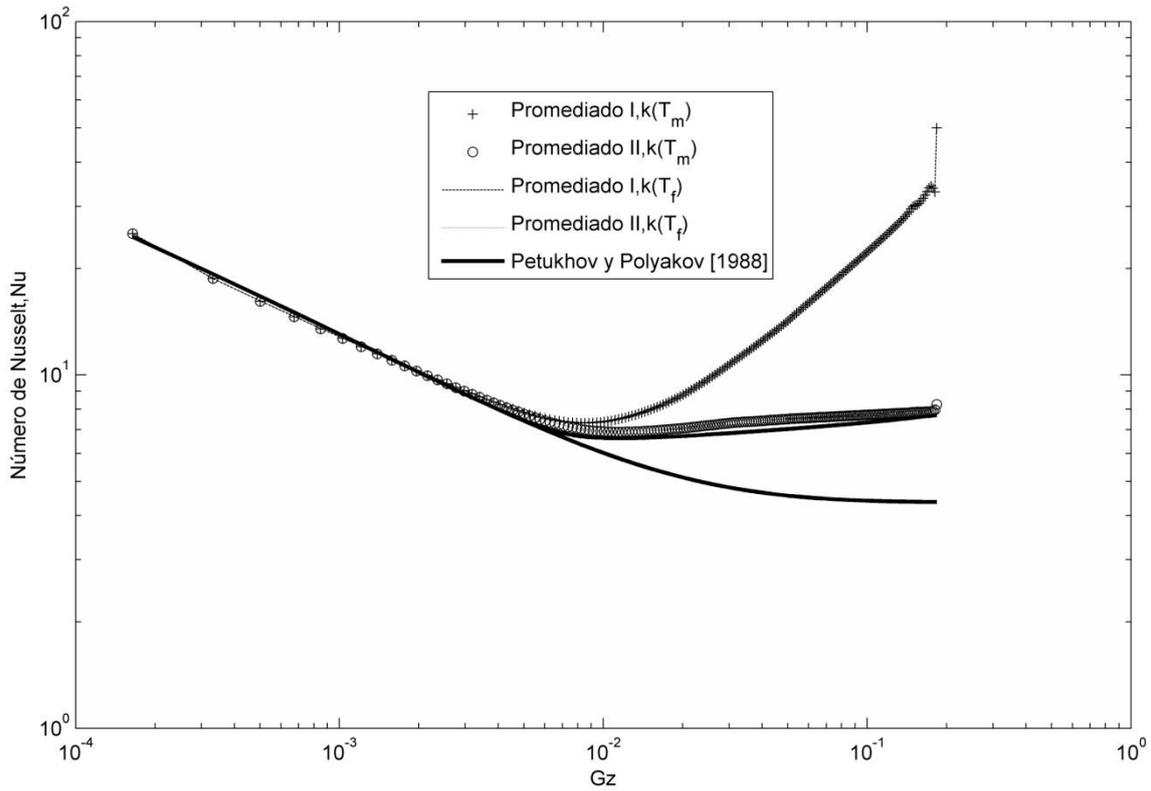


Figura 3. 3: Comparativa entre promediados. Simulación para un número de Reynolds y Rayleigh en la entrada de 272 y 2.52×10^5 , respectivamente.

En la región de entrada ambos promediados coinciden, los efectos de flotación consiguen que la capa límite térmica se desarrolle antes, pero durante el desarrollo de la misma, la variación circunferencial de la temperatura es prácticamente nula, $T_p \approx T_p(x)$. Esto último hace que la expresión (1.17), se iguale, pues los términos $T_p(x, \theta) - \bar{T}_f(x)$ son constantes y se pueden sacar de la integral.

Sin embargo, cuando la capa límite se ha desarrollado, las recirculaciones propias de la convección natural hacen que la temperatura en la pared deje de ser uniforme, y es en este punto cuando los promediados se separan. El *promediado II* es el que mejor se ajusta a los trabajos experimentales. La explicación podría estar en la propia definición de coeficiente convectivo promedio, si recordamos este término se puede calcular como:

$$q_p'' = \bar{h}(\bar{T}_p - \bar{T}_f) \quad (1.18)$$

En base a esta definición, el promediado que mejor se ajusta es el segundo, pues si introducimos la expresión anterior en la definición del número de Nusselt local, obtenemos la misma expresión que en la ecuación (1.14):

$$\overline{Nu}_x = \frac{\bar{h}d}{k} = \frac{q_p'' d}{k(\bar{T}_p - \bar{T}_f)} \quad (1.19)$$

Sin embargo el *promediado I* no está basado en el coeficiente convectivo promedio, si no que sería necesario, definir un coeficiente convectivo local, como el cociente entre el flujo de calor

de la pared y una diferencia de temperaturas local, es decir, la diferencia entre la temperatura de pared $T_p(x, \theta)$, y la temperatura del fluido local, difícil de definir. Resumiendo:

$$h_\theta = \frac{q_p''}{(T_p(x, \theta) - T_f(x, \bar{\theta}))} \quad (1.20)$$

Por lo tanto es en este punto donde falla el primer tipo de promediado, pues como indica la ecuación (1.12), la diferencia de temperatura no es en base a una temperatura local del fluido, sino a la media de la sección, lo que es erróneo si queremos calcular un número de Nusselt local. La dificultad estriba en cómo fijar una temperatura local del fluido de forma que ambos promediados coincidan, de ahí que se haya elegido el *promediado II* como método para procesar el número de Nusselt.

Antes de presentar los resultados obtenidos se va a definir como se ha calculado la temperatura media del fluido $\bar{T}_f(x)$. Según Bejan [2004] en su libro sobre transmisión de calor por convección, la temperatura promedio se obtiene aplicando un balance de energía sobre un volumen fluido, **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia..** Para un flujo estacionario se obtiene que:

$$q_p'' \cdot \pi d \cdot dx = \dot{m}(h_{x+dx} - h_x) \quad (1.21)$$

Si el flujo es incompresible, entonces la entalpía, se puede modelar como:

$$dh = c d\bar{T}_f \quad (1.22)$$

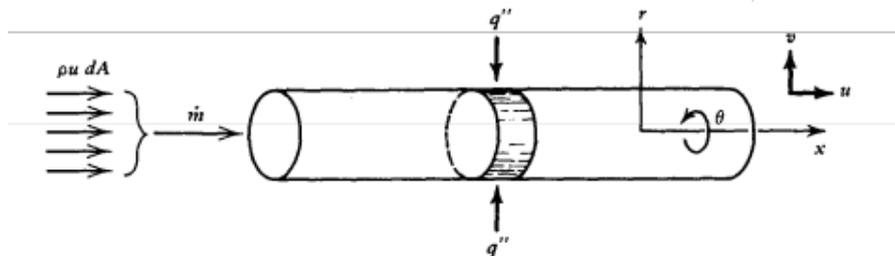


Figura 3. 4: Conservación de la energía en un conducto de longitud dx. Fuente: Convection Heat Transfer, Bejan.

Por tanto, introduciendo la expresión (1.21) en el balance (1.22), se puede obtener que el gradiente longitudinal de la temperatura media es:

$$\frac{d\bar{T}_f}{dx} = \frac{4}{d} \frac{q_p''}{\rho c u_m} \quad (1.23)$$

Y reescribiendo de nuevo la primera ley de la termodinámica, para la corriente que atraviesa la sección transversal del tubo:

$$q_p'' \cdot \pi d \cdot dx = d \iint_A \rho u c T dA \quad (1.24)$$

Combinando las ecuaciones (1.23) y (1.24), la fórmula para calcular \bar{T}_f es, suponiendo propiedades constantes:

$$\bar{T}_f(x) = \frac{4}{\pi d^4 u_m} \int_0^{2\pi} \int_0^{d/2} u Tr \cdot dr d\theta \quad (1.25)$$

Si la expresión anterior la ponemos en función de los valores discretos de temperatura y velocidad en los nodos de la malla, y tenemos en cuenta que la densidad no va a ser uniforme, entonces nos queda la siguiente expresión:

$$\bar{T}_f = \frac{\sum_{i=1}^n T_i \rho_i (u_i A_i)}{\sum_{i=1}^n \rho_i (u_i A_i)} \quad (1.26)$$

Donde, desde i hasta n es el número de nodos de cada sección transversal de la malla, ρ_i , es la densidad en el nodo i , u_i es la velocidad en dirección axial y A_i es el área de la celda cuyo vector normal es paralelo a la dirección x .

Además de comparar el tipo de promediado, en la **¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.**, también se diferenciaba entre la conductividad térmica tomada como la media entre la temperatura del fluido y la temperatura de la pared, $k(T_m)$, y la conductividad como función de \bar{T}_f , $k(\bar{T}_f)$. En cualquier caso la diferencia al evaluar la conductividad de una u otra forma es despreciable.

6. Resultados

En primer lugar, se va a realizar un análisis de sensibilidad para determinar el espaciado longitudinal de secciones de malla. La distribución de nodos a lo largo del eje del tubo ha sido espaciada de forma no uniforme, de manera que en la entrada al conducto, en la zona de desarrollo de la capa límite térmica la densidad es mayor que en la descarga del mismo.

Se han analizado 3 tipos de malla, en la primera hay 183 nodos longitudinales, 367 en la segunda y 734 en la tercera, la ley de distribución de nodos en cada una de ellas es la misma. A continuación se comparan los resultados para tres casos diferentes:

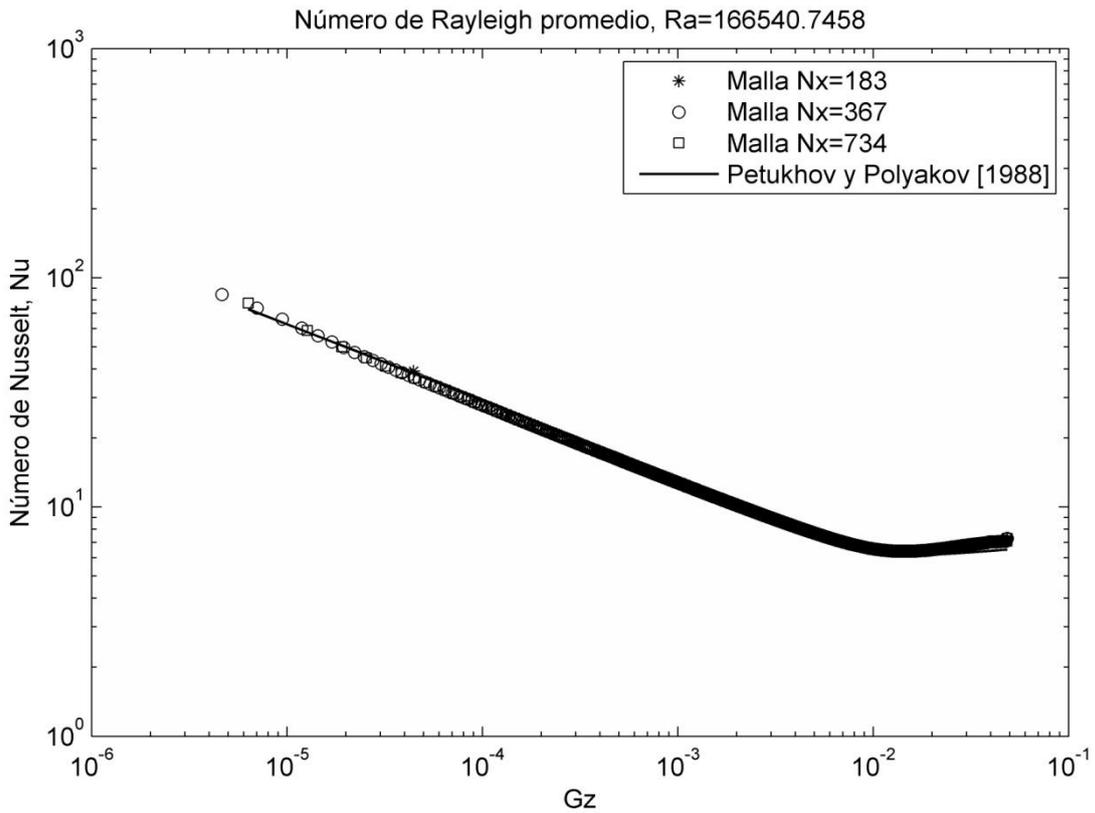


Figura 3. 5: Análisis de sensibilidad. Nusselt local en función de la distancia adimensional x^* , para un número de Rayleigh 1.68×10^5

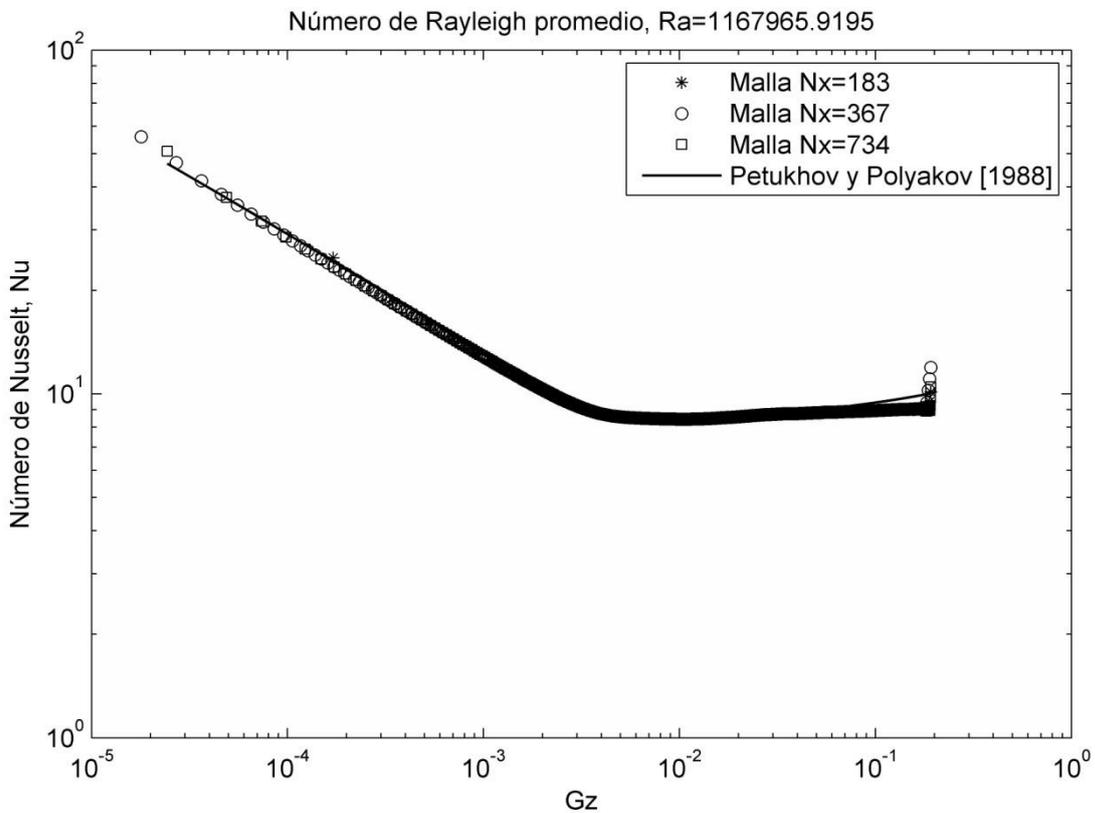


Figura 3. 6: Análisis de sensibilidad. Nusselt local en función de la distancia adimensional x^* , para un número de Rayleigh 1.16×10^6

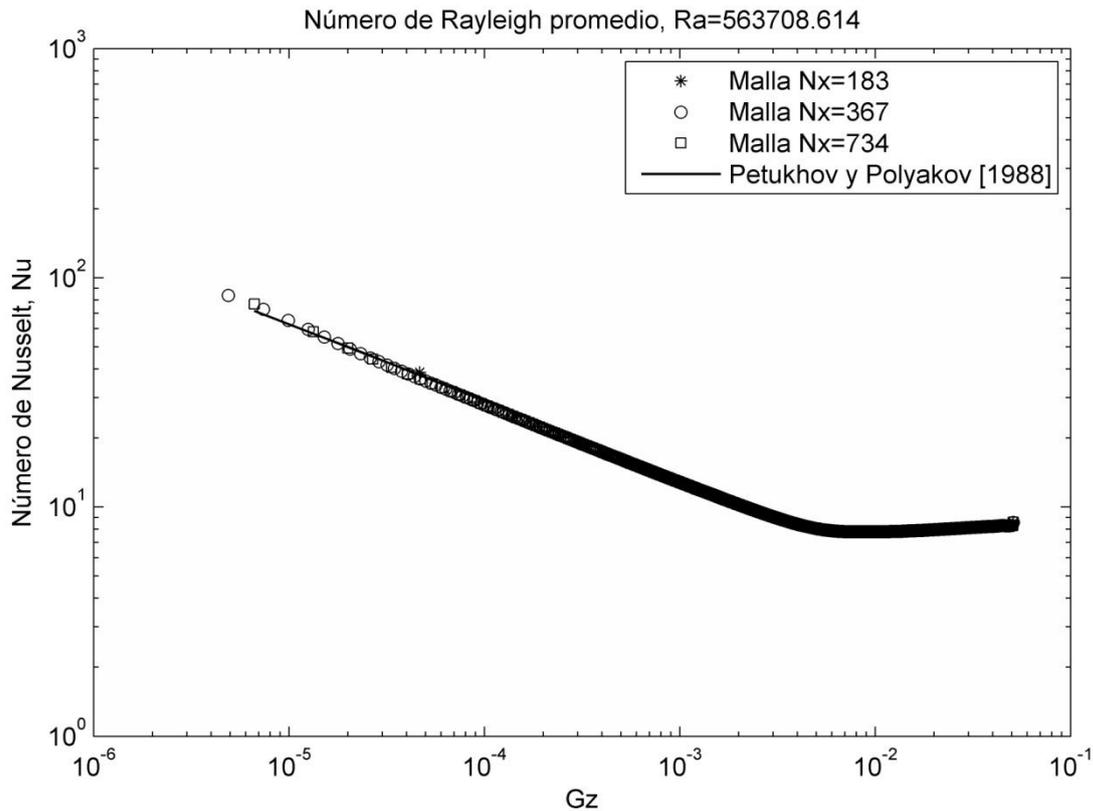


Figura 3. 7: Análisis de sensibilidad. Nusselt local en función de la distancia adimensional x^* , para un número de Rayleigh 5.63×10^5

A la vista de las 3 figuras anteriores se puede concluir que la simulación tiene una sensibilidad prácticamente nula a la distribución de nodos longitudinales, por lo que en sucesivos modelos más complejos utilizaremos la malla con menor número de nodos, de manera que el coste computacional sea menor.

En las figuras anteriores se ha comparado la solución numérica con la correlación experimental de Petukhov y Polyakov para un tubo horizontal con flujo de calor constante. Como se explica en el Anexo A, el número de Nusselt local promediado en la sección para un flujo en desarrollo depende de la sección del tubo y también del número de Rayleigh, es decir, $\overline{Nu}_x = \overline{Nu}_x(x^*, Ra)^2$. Sin embargo cuando el flujo se ha desarrollado, es decir, cuando los perfiles de velocidad y temperatura prácticamente no cambian con la distancia, el número de Nusselt alcanza un valor asintótico que solamente es función del número de Rayleigh $\overline{Nu}_\infty = \overline{Nu}_\infty(Ra)$.

Esto último se puede comprobar en cualquiera de las tres figuras anteriores, además también se observa como a medida que el número de Rayleigh aumenta la longitud de entrada se acorta y el número de Nusselt para flujo de desarrollado se incrementa como consecuencia del mayor peso de los efectos de flotación.

² El número de Nusselt se representa en función de x^* , o número de Graetz. Se trata de una longitud adimensionalizada que agrupa la influencia de la distancia axial adimensionalizada, el número de Prandtl y el Reynolds. $x^* = (X / d) / (Re Pr)$.

El ajuste con las correlaciones es muy bueno, prediciéndose de forma adecuada tanto el número de Nusselt en la región de entrada como el de la región de flujo desarrollado. El ajuste en la entrada ha sido posible gracias a la introducción de un perfil de velocidades desarrollado tal y como ensayaban los autores de la correlación.

Se puede concluir este apartado diciendo que queda validado el procesado de número Nusselt y la malla utilizada por la buena afinidad con los trabajos experimentales de Petukhov y Polyakov para flujos laminares en conductos con convección mixta.

Capítulo 4. Modelo numérico global de un captador solar plano.

Una vez que se han validado los diferentes sub-modelos numéricos, se va a describir el modelo global que aglutina todos los mecanismos de transferencia de calor y de masa involucrados en el captador solar.

1. Características geométricas del modelo

El modelo se construye a partir de la configuración que aparece en la Figura 4.1, en concreto, se han unido tres de ellas para formar este modelo simplificado. Las dimensiones utilizadas corresponden a las del captador experimental que tiene el Departamento de Ingeniería Térmica y Fluidos situado en el campus de Alfonso XIII. Esta instalación experimental, con la que posteriormente se comprarán los resultados, consiste en dos captadores solares planos tipo parrilla formados por 9 tubos verticales y 2 horizontales. La cubierta es de vidrio solar de 4 mm espesor. Cada colector está aislado con 25 mm de lana mineral en las superficies laterales y trasera.

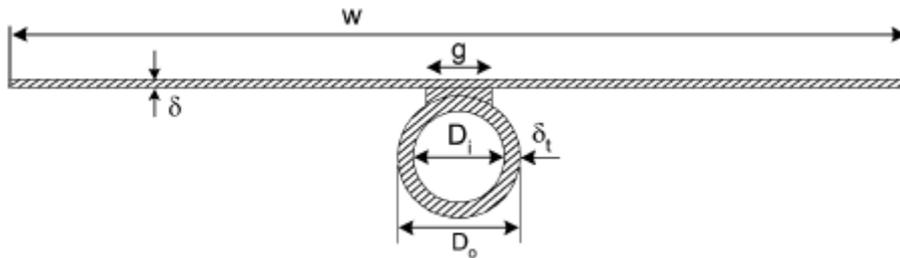


Figura 4.1: Características geométricas del tubo y aleta del absorbedor

Diámetro interior del conducto (D_i)	7 mm
Diámetro exterior del conducto (D_e)	8 mm
Espesor de la soldadura (punto más estrecho)	0.5 mm
Ancho de la soldadura (g)	1.5 mm
Espesor del absorbedor (δ_{abs})	0.5 mm
Ancho del absorbedor (w)	123 mm
Longitud de los tubos del colector	1830 mm

Tabla 4.1: Datos geométricos tubo-absorbedor

En la Figura 4.2 se puede observar cómo además de la unión tubo-absorbedor y el fluido caloportador, también se ha introducido en la solución numérica el aislamiento que rodea al colector real además de la capa de aire entre la placa absorbedora y la cubierta de vidrio, cuyo sub-modelo ya ha sido estudiado en el capítulo anterior.

Las medidas realizadas en el captador experimental determinaron que la distancia entre cubierta de vidrio y placa absorbedora es de $L=47$ mm, por tanto la relación de aspecto de la cavidad de aire es de 39. En la Tabla 4.2, se muestra un resumen de las propiedades de todos los materiales usados en el modelo numérico y sus dimensiones.

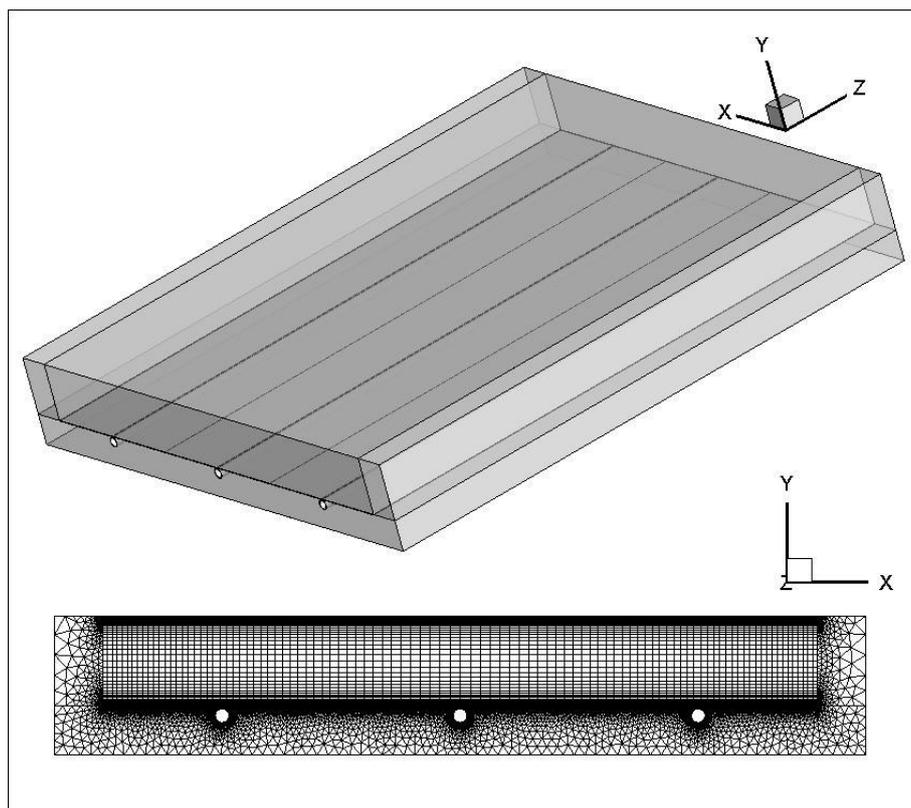


Figura 4.2: Geometría del modelo, y malla utilizada.

Elemento	Material	k (W/mK)	ρ (kg/m ³)	C_p (J/kgK)	μ (kg/ms)	Dimensiones
Tubo	Cobre	387.6	8978	381	-	D=7 mm; H=1.83 m; δ =1 mm
Cubierta	Vidrio	0.78	2700	840	-	W=0.369 m; H=1.83 m; δ =4 mm
Absorbedor	Aluminio	202.4	2719	871	-	W=0.369 m; H=1.83 m; δ =0.5 mm
Soldadura	Cobre	387.6	8978	381	-	W=1 mm; δ =0.5 mm
Aislamiento	Lana mineral	0.05	100	0.2	-	δ =25 mm
Fluido caloportador	Agua	f(T)	f(T)	f(T)	f(T)	--
Cavidad superior	Aire	0.0242	1.1 (Boussinesq)	1006.43	1.789E-5	--

Tabla 4.2: Propiedades de los materiales y dimensiones geométricas

La diferencia principal con el colector real es que se modelan 3 conductos en lugar de los 9 con los que cuenta la instalación experimental. El coste computacional es el mayor impedimento que surge cuando se pretende llegar a una solución numérica global, si tenemos en cuenta los sub-modelos presentados en los capítulos anteriores se puede comprobar cómo el número de nodos necesario para llegar a una solución fiable es alto, y ahora este parámetro se dispara, ya que además de los fluidos también se mallan los elementos sólidos.

En la bibliografía se puede comprobar como otros autores también han utilizado modelos simplificados, Selmi *et al.* [2008] utilizaban un modelo muy similar al que se ha desarrollado pero para un solo conducto. Esta solución, aunque muy ventajosa desde el punto de vista del

coste computacional, tiene ciertos aspectos que alejarían la solución global de los resultados experimentales. Por una parte el efecto borde que tiene lugar en los extremos del colector, y que hacen que la eficiencia sea menor, estarían sobredimensionados, en el caso de la condición de contorno sea la misma, o bien, no se tomarían en cuenta si se tuviera una condición periódica. Y por otra parte, el mecanismo de convección natural que tiene lugar en la cavidad de aire es distinto si la anchura del colector es pequeña, en ese caso, el patrón que siguen las celdas de Rayleigh-Bérnard que se desarrollan para ángulos bajos tendrían su eje perpendicular a los conductos del colector. Sin embargo, cuando esta dimensión es grande (es decir, mucho mayor que la distancia entre cubierta de vidrio y absorbedor), entonces las celdas presentan su eje de rotación paralelo a los ejes de los conductos.

Por tanto, como una solución de compromiso se han modelado 3 conductos, de esta forma se tiene en cuenta el efecto borde, y el ancho es lo suficientemente grande como para que se cumpla que $W \gg L$ (donde W , es el ancho del captador, y L es la distancia entre absorbedor y cubierta de vidrio), y el patrón de flujo no se vea modificado.

2. Generación del mallado. Mallado no-conforme

2.1. Introducción al mallado no-conforme.

A continuación se va profundizar acerca del mallado utilizado para modelar el captador solar completo. En los capítulos anteriores se describieron las soluciones elegidas tanto para el caso de la convección natural en la cavidad como para la convección mixta en los conductos. Sin embargo, a la hora de acoplar estos mallados se producen algunas dificultades. Por una parte se tiene una malla estructurada no uniforme, muy fina en las paredes que forman la cavidad de aire, tal y como se ha descrito en el Capítulo 2, y por otro lado se tiene la malla que modela el conjunto tubo-absorbedor junto con el fluido, cuyo espaciado longitudinal (eje Z) es mucho menor que el que se tiene en la cavidad.

Esto último supone que los nodos de la parte inferior del captador no casen con los de la parte superior, tal y como se ve en la figura. Por supuesto, el problema se podría resolver utilizando el mismo número de nodos sobre el eje Z de la cavidad y en el volumen fluido, sin embargo, esta solución no es viable desde el punto de vista del coste computacional.

Para resolver este problema se ha utilizado una herramienta incorporada dentro del código de FLUENT llamada el mallado "non-conformal", con él es posible usar una malla en la que en una o más fronteras donde se encuentran dos subdominios la localización de los nodos no coincida.

Para calcular el flujo de masa o bien el flujo de calor que atraviesa esta frontera, primero se calcula la intersección de cada una de las dos interfaces que conformarán la frontera. El resultado de esta intersección produce una zona interior donde ambas interfaces se solapan. En la Figura 4.3 se observan dos dominios que se solapan completamente, pero también es posible hacerlo si estos no lo hacen, en ese caso, se crean una o dos fronteras para aquellas o aquellas porciones que no terminen de solapar. Los flujos a través de la malla se calcularán utilizando las fronteras resultantes de la zona de intersección.

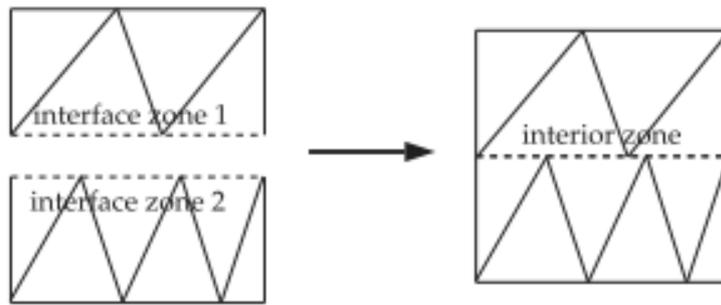


Figura 4.3: Intersección de dos subdominios completamente solapados.

El manual de FLUENT proporciona el siguiente ejemplo, si tenemos dos subdominios discretizados de la siguiente forma, Figura 4.4, cuyas fronteras están formadas por las caras A-B y B-C por un lado y D-E y E-F, la intersección de estos subdominios produce las caras a-d, d-b, b-e y e-c.

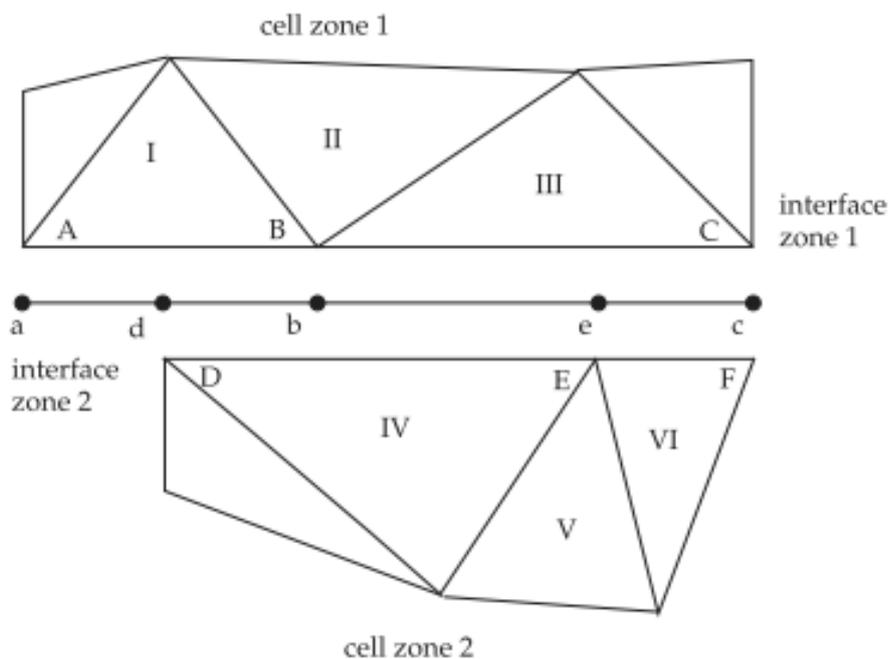


Figura 4.4: Malla bidimensional con frontera no conforme. Ejemplo

Por tanto, para calcular el flujo a través de la frontera en la celda IV, se ignora la cara D-E y el flujo de calor y masa entre las celdas I y III hasta la celda IV se interpola según los nodos d-b y b-e.

El algoritmo encargado de intersectar las dos interfaces o fronteras tiene ciertas limitaciones: (1) se puede utilizar como todo tipo de formas, tanto planas como curvas, aunque es importante que si la frontera forma parte de un ángulo de 90° o tiene una curvatura considerable ambos subdominios deben estar mallados con una densidad similar (Figura 4.5) ; (2) una misma cara de un subdominio no puede tener más de una frontera no conforme ; (3)

por tanto se tiene una malla con varias fronteras no conforme habrá que asegurarse que cada una de ellas pertenece a un dominio computacional distinto.

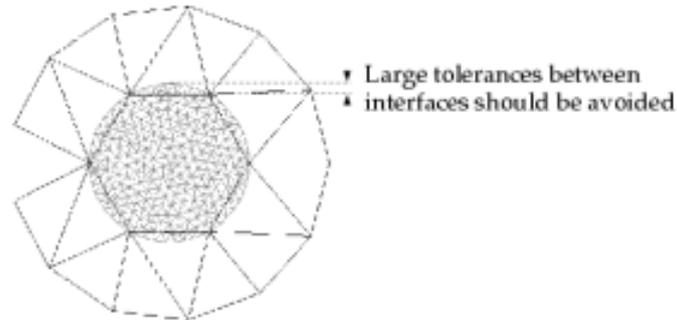


Figura 4.5: Frontera no conforme circular

2.2. Generación de la malla

Para modelar el captador completo se van a acoplar dos subdominios, uno formado por la cavidad de aire más el aislamiento adyacente en la parte superior, y otro formado por el conjunto absorbedor-conductos y el aislamiento que rodea al colector por su parte inferior.

Este segundo subdominio se puede ver en la Figura 4.6: está compuesto por el volumen fluido que circula por el interior de los conductos. En el Capítulo 3, se realizó un estudio de sensibilidad para analizar el impacto del número de nodos en sentido longitudinal. En este caso se observó que el número de nodos en la dirección del eje Z, tenía muy poco impacto en la solución de la transferencia de calor, observándose que el número de Nusselt local para flujo plenamente desarrollado y en la región de entrada prácticamente no variaba de una malla a otra. De esta manera, como ya se adelantó, la malla utilizada consta de 183 nodos a lo largo del conducto distribuidos de manera no uniforme, con un paso menor en la entrada cuando la capa térmica todavía no se ha desarrollado y los gradientes de presión y temperatura son más elevados.

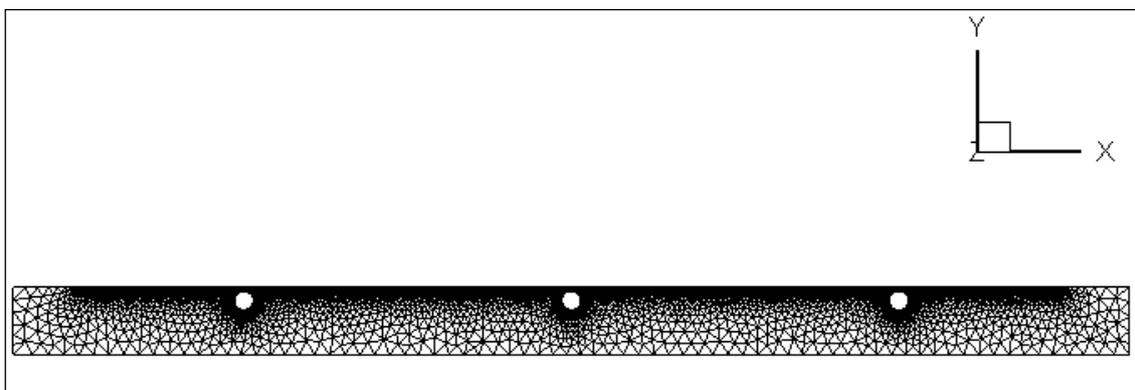


Figura 4.6: Sección transversal subdominio inferior.

Dentro de esta parte se encuentra el absorbedor y los tubos. Se puede ver en la figura siguiente como la densidad de nodos en la parte de la soldadura es mayor comparado con la parte central del conducto, la idea es que en esa zona los gradientes de temperatura van a ser muy importantes si tenemos en cuenta que todo el flujo de calor hasta llegar al conducto terminará discurrendo por un paso muy estrecho.

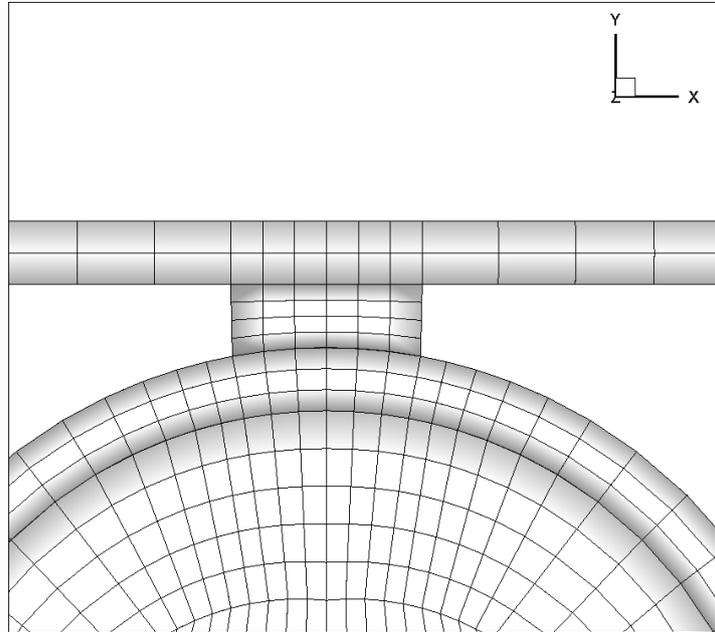


Figura 4. 7: Detalle mallado de la soldadura

Además del flujo de calor que pasa a través de la soldadura, hay que tener en cuenta que toda ella estará rodeada por aislamiento, con lo que el salto térmico en la frontera lateral de la misma va a ser considerable.

Como se aprecia en la figura anterior, el que la soldadura tenga mayor número de celdas hace que, si queremos obtener una malla lo más estructurada posible los nodos del absorbedor y del conducto que unen ambas zonas deben estar más juntos, por lo que incrementar la densidad de malla en la soldadura trae consigo aumentar el coste computacional del modelo ya que es el punto central de toda la geometría.

Una vez mallada la parte de la soldadura realizamos el mallado del absorbedor, teniendo presente en todo momento intentar crear unas celdas lo más regulares posibles, es decir, evitando que sean muy oblicuas, o que tengan ángulos muy estrechos. Para ello, y para que el error numérico fuese menor, en el absorbedor los nodos que se encuentran cercanos a la soldadura están más próximos unos de otros dado que el gradiente de temperaturas va a ser mayor que hacia el extremo del modelo (Figura 4.8)

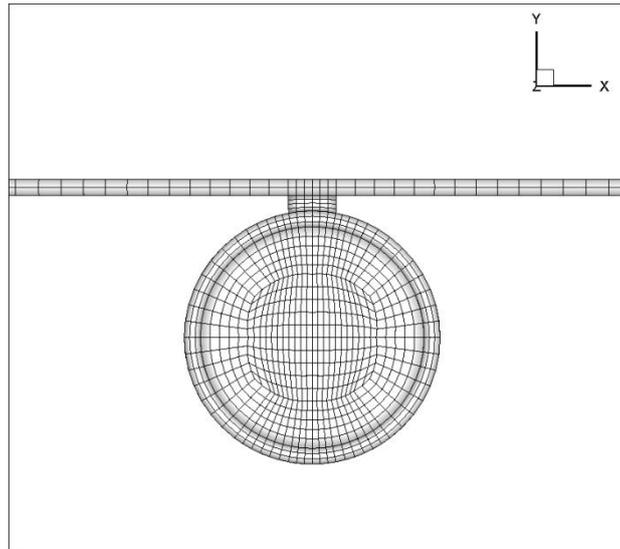


Figura 4.8: Mallado del absorbedor

Finalmente, solo queda por mallar el aislamiento que rodea el colector. Se trata de un volumen sólido que ocupa gran parte del dominio, por lo que el impacto global en el coste computacional es importante. Se han utilizado un mallado no estructurado, tratando de optimizar el número de celdas.

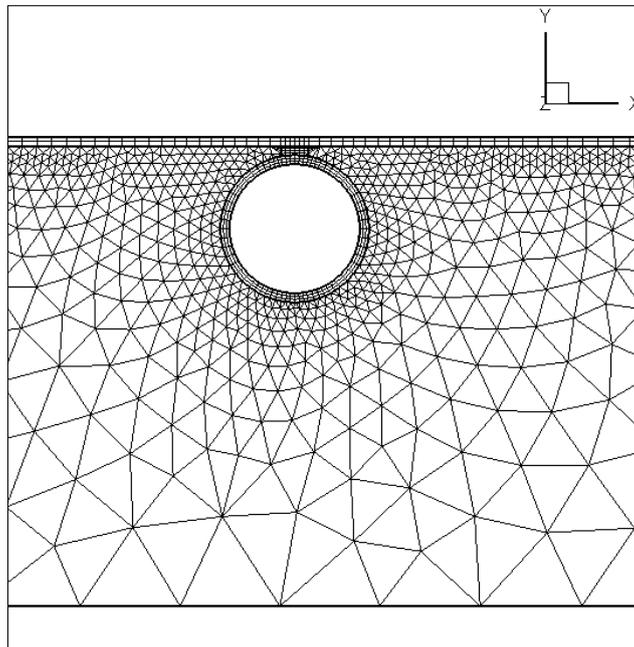


Figura 4.9: Detalle mallado de aislamiento

El mallador utilizado, GAMBIT, permite controlar el tamaño de las celdas cercanas a una región específica a través de lo que se denomina "Size Functions". Como se parte de un absorbedor que ya ha sido mallado, con esta herramienta se puede establecer una ley de crecimiento de las celdas que permita disminuir su número desde la zona cercana al absorbedor hasta la frontera exterior del captador.

Los parámetros que definen esta función son:

- El tipo, en este caso elegiremos la opción "Fixed" donde se especifica el tamaño máximo de elemento que forma la malla como una función de la distancia a una determinada fuente, es decir una zona donde la malla ya está fijada, y desde la que partimos.
- La fuente, que define la entidad que forma el centro a partir del cual se aplica la función de distribución de la malla. En este caso, se ha elegido el contorno inferior del absorbedor y los conductos.
- Y por último, se debe elegir donde se aplica esta "Size function". Eligiéndose la cara que forma el aislamiento.

El otro sub-domino que forma el mallado completo es el que se presenta en la Figura 4. 10. Está formado por la cavidad de aire, y por el aislamiento lateral del captador. Se puede observar que, como se discutió en el Capítulo 2, se utiliza una malla estructurada no-uniforme, refinando las regiones cercanas a la pared. Es aquí donde surge el problema por el que se plantea el mallado no-conforme.

El número de nodos distribuidos en la dirección del eje Z sigue el mismo patrón que en las dos otras direcciones, esto provoca que la localización con los del absorbedor no sea la misma, pues en ese caso la cantidad de secciones transversales es mucho menor, refinándose la malla en la región de entrada del fluido. Se ha elegido que la zona intersección entre ambos dominios se realice sobre la parte superior del absorbedor, de manera que se genera una superficie de intersección entre absorbedor y cavidad de aire, más las que se crean para cada lado de aislamiento.

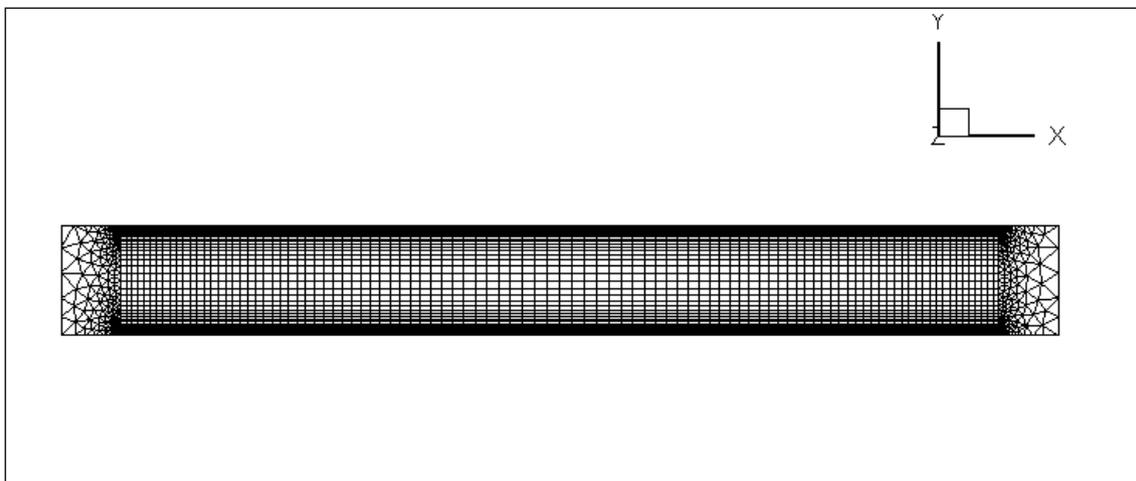


Figura 4. 10: Sección transversal subdominio superior.

3. Modelo de radiación

Para modelar los procesos de transmisión de calor por radiación, es necesario implementar un modelo con el que se consiga tener en cuenta: las propiedades ópticas del captador, (que a su vez son función de la dirección y longitud de onda de la radiación incidente), los efectos de la reflexión, transmisión y absorción de la cubierta de vidrio, la disposición geométrica (efecto de sombra) y además permita calcular la radiación incidente en función del lugar y la fecha en

donde se encuentre el captador. Para esto se ha hecho uso de una herramienta de FLUENT, el “Solar Ray Tracing Algorithm”, que se describirá posteriormente.

Hay que resaltar que la herramienta anterior no se ocupa de la emisión desde las superficies del dominio, y la componente reflejada de la carga solar incidente original se distribuye uniformemente a través de las superficies. Por esto para completar el modelo de carga solar, es necesario emplear un modelo de radiación. El que más se ajusta a esta aplicación, es el modelo S2S o “Surface To Surface”, cuyo principal inconveniente es el cálculo de los llamados factores de forma, ya que suponen una gran demanda de recursos.

3.1. Solar Ray Tracing Algorithm

Esta herramienta se puede utilizar para predecir la fuente de energía que resulta de la radiación solar incidente. Para ello utiliza el haz, que ha sido modelado usando la posición del Sol y los parámetros de iluminación, y lo aplica a toda aquella pared o condición de contorno de entrada o salida que se especifique, llevando a cabo un análisis de las posibles sombras y calculando finalmente el flujo de calor que resulta de la radiación incidente.

Este flujo de calor se acopla como un nuevo término a la ecuación de la energía. La fuente de calor se añade directamente a las celdas que rodean la superficie, asignándose en el siguiente orden: shell conduction, celdas sólidas y celdas fluidas. En principio el vector de posición del Sol y la intensidad solar se pueden introducir directamente, o bien a través del “Solar Calculator”, que explicaremos después.

Esta herramienta permite incluir los efectos tanto de la radiación directa como de la difusa, definiendo dos bandas espectrales para la radiación directa (el infrarrojo y el visible) para especificar propiedades del material diferentes en cada una de ellas, y una única para la radiación difusa. En el caso de materiales opacos es necesario definir la absorptividad en las dos bandas, y para semi-transparentes se requiere tanto la absorptividad como la transmisividad. Estos valores se especifican para el caso en el que los rayos inciden de forma normal a la superficie, y el FLUENT, que interpola para obtener su valor según el ángulo de incidencia.

El algoritmo tiene en cuenta la carga difusa transmitida a través de la cubierta de vidrio y también la radiación que se dispersa en el interior del dominio. Una fracción de ese flujo de calor radiante, que el software llama “internal scattered energy” se aplica a todas las superficies participantes en función de su área. Este valor de este parámetro depende de “scattering fraction”, que es la relación de radiación directa que ha sido reflejada por las superficies opacas (después de entrar a través de una superficie semi-transparente) y que se puede considerar que permanece en el interior y se puede distribuir uniformemente entre las superficies que participan dentro del modelo de radiación. A partir del valor de “internally scattered energy”, se puede obtener el parámetro de “ambient flux”, que es el primero entre la superficie total que participa de la radiación.

Materiales semi-transparentes

Para modelar las propiedades ópticas, como ya se ha dicho, es necesario definir la transmisividad y la reflectividad del material. Hay que tener en cuenta, que dichas propiedades son dependientes, además de la longitud de onda de la radiación y del ángulo de incidencia

con variaciones significativas para ángulos mayores de 40°. Fundamentalmente al incrementarse el ángulo de incidencia desde cero, la transmisividad se reduce, la reflectividad se incrementa y la absorptividad inicialmente se incrementa debido a la trayectoria óptica alargada y después se reduce conforme más radiación incidente es reflejada. Aunque no se puede asumir que todas las superficies transparentes tengan la misma dependencia con respecto al ángulo.

Para vidrio con recubrimiento selectivo, la transmisividad y reflectividad espectral para cualquier ángulo incidente se pueden aproximar en el modelo con respecto al ángulo normal de incidencia como [Finlayson and Arasteh, 1993]:

Para la transmisividad:

$$T(\theta, \lambda) = T(0, \lambda)T_{ref}(\theta)$$

donde,

$$T_{ref}(\theta) = a_0 + a_1 \cos(\theta) + a_2 \cos(\theta^2) + a_3 \cos(\theta^3) + a_4 \cos(\theta^4)$$

Y la reflectividad:

$$R(\theta, \lambda) = R(0, \lambda)[1 - R_{ref}(\theta)] + R_{ref}(\theta)$$

$$R_{ref}(\theta) = b_0 + b_1 \cos(\theta) + b_2 \cos(\theta^2) + b_3 \cos(\theta^3) + b_4 \cos(\theta^4) - T_{ref}(\theta)$$

Las constantes usadas en las ecuaciones anteriores son para vidrio con recubrimiento selectivo y la fuente utilizada ha sido Finlayson, E.U., Arasteh, D.K., Huizenga, C., Rubin, M.D., Reilly, M.S. 1993.

Datos de entrada

Los parámetros que hay que definir son:

- Vector director solar
- Irradiación solar directa
- Irradiación solar difusa
- Fracción espectral: es la fracción de radiación solar incidente

$$\frac{V}{V + IR}$$

- Absortividad (IR y visible), en paredes opacas
- Absortividad (IR y visible) y transmisividad (IR y visible), en paredes semi-transparentes
- Absortividad y transmisividad (difusa), en paredes semi-transparentes
- "Scattering fraction", se ha dejado el valor por defecto: 1
- Reflectividad en el suelo, se ha dejado el valor por defecto: 0.2

3.2. Modelo S2S

El modelo de radiación de superficie contra superficie (S2S) en combinación con el algoritmo de trazado de rayos solares son los que completan el modelo de carga solar. El modelo de radiación se usa para incluir la energía reflejada internamente procedente del Sol.

El modelo tiene en cuenta el intercambio de radiación en un recinto de superficies grises. El parámetro clave que afecta a este intercambio es la distancia de separación entre superficies, el tamaño de cada una de ellas y la orientación de las mismas. Estas variables son las que se tienen en cuenta para el cálculo de los factores de forma. El cálculo de los “view-factors”, demanda una gran cantidad de recursos, por lo tanto las superficies que se incluyen en la radiación deben ser las mínimas para que el tiempo de computación no se dispare.

El modelo S2S usa la suposición de que las caras son superficies grises y difusas, es decir, que las propiedades de las superficies son independientes de la longitud de onda, y que según la ley de Kirchoff, la emisividad y la absorptividad para cada banda son iguales. Otra de las suposiciones del modelo de radiación es que el medio que separa las superficies no tiene influencia en la energía irradiada G ; la energía incidente dentro de cada superficie será una parte reflejada (ρG), o absorbida (αG) y otra fracción puede ser transmitida (τG). Como la mayoría de las superficies (excepto el vidrio que cubre el colector) son tratadas como opacas la transmisividad puede ser eliminada y entonces se cumple:

$$\alpha + \rho = 1$$

Y, como hemos dicho, α es igual a la emisividad, por lo que se tiene:

$$\rho = 1 - \varepsilon$$

La ecuación de la energía usada en el modelo S2S está compuesta de la energía directamente emitida y reflejada. La energía reflectada por cada superficie es independiente de la energía incidente en la superficie por lo que puede ser expresada como una función del flujo de energía que deja todas las superficies radiantes. El flujo de energía que deja la superficie K se describe como:

$$q_{out,k} = \varepsilon_K \sigma T_k^4 + \rho_k q_{in,k}$$

donde $q_{out,k}$ representa el flujo de energía que deja la superficie, $q_{in,k}$ el flujo de energía incidente sobre la superficie, ρ_k es la reflectividad de la superficie, ε_K es la emisividad y σ es la constante de Boltzman y T es la temperatura.

La cantidad de energía incidente desde una superficie a otra superficie será directamente proporcional a los factores de forma. Los factores de forma F_{jk} es la fracción de energía incidente que deja la superficie k e incide sobre la superficie j . Por lo que el flujo incidente de energía $q_{in,k}$ puede ser expresado en términos de la energía que deja todas las otras superficies:

$$A_k q_{in,k} = \sum_{j=1}^N A_k q_{out,k} F_{jk}$$

Donde A_k es el area de la superficie k y F_{jk} es el factor de forma entre la superficie k y la superficie j. Para N superficie usando la denominada relación de reciprocidad, dada por :

$$A_j F_{jk} = A_k F_{kj} \text{ para } j = 1, 2, 3, \dots, N$$

Por lo que:

$$q_{in,k} = \sum_{j=1}^N q_{out,j} F_{kj}$$

Entonces la ecuación del flujo de energía saliente de una superficie se puede expresar como:

$$q_{out,k} = \varepsilon_k \sigma T_k^4 + \rho_k \sum_{j=1}^N q_{out,j} F_{kj}$$

En el apartado siguiente se especificarán cuáles han sido los parámetros fijados para definir el modelo de radiación dentro de esta solución global.

4. Condiciones de contorno

La correcta definición de las condiciones de contorno en el captador tiene un gran impacto sobre la curva de eficiencia térmica y el comportamiento global del captador. A continuación se van a detallar cuáles han sido las opciones elegidas para modelar las paredes que conforman el contorno del colector. También se definen los parámetros ópticos y de iluminación con los que se ha trabajado.

- Paredes externas del colector:

La parte inferior y los laterales, como se muestra en la figura siguiente, se mantienen a una temperatura constante e igual que la temperatura ambiente. En todas las simulaciones se ha tomado 25°C.

En cuanto a las fronteras que forman la parte frontal y posterior del captador se han supuesto adiabáticas. Esa zona es la correspondiente a los colectores que distribuyen el fluido calorportador a través de los conductos, en este caso, no han sido modelados, y el flujo se supone uniformemente distribuido. Por lo tanto, como a su vez esta zona se encuentra aislada, se ha creído conveniente imponer un flujo de calor nulo en esa zona.

Tal y como se adelantó en el Capítulo 1, las pérdidas a través de la cubierta de vidrio se han considerado son una combinación de las de naturaleza convectiva junto con las originadas por las emisión de radiación desde la propia superficies hacia el exterior.

$$q = h_{ext}(T_{ext} - T_w) + \varepsilon_{ext} \sigma (T_{\infty}^4 - T_w^4)$$

Donde h_{ext} es el coeficiente convectivo debido a la velocidad del aire, que se obtiene a partir de una correlación experimental, T_{ext} es la temperatura ambiente exterior, T_w , es la temperatura de la superficie, ε_{ext} , es la emisividad de la cubierta de vidrio, σ , es la constante de Stefan-Boltzman, T_{∞} , es la temperatura de la fuente o sumidero de radiación.

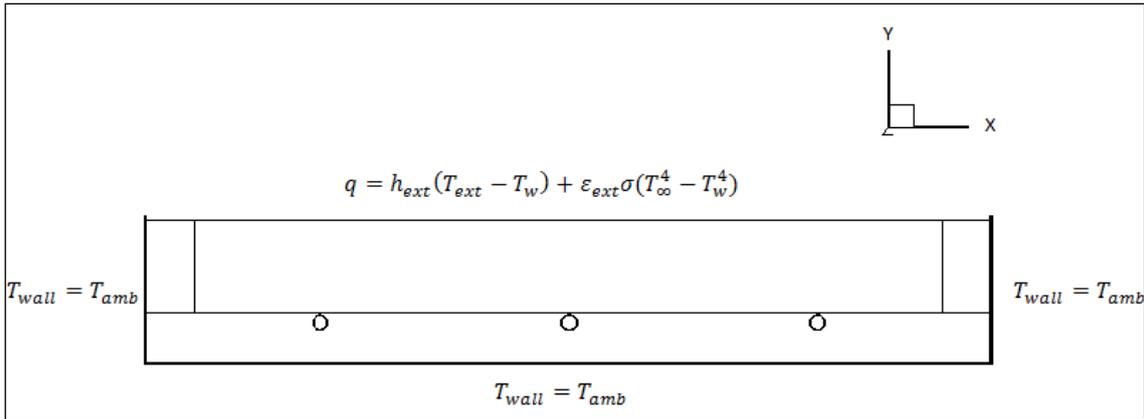


Figura 4.11: Condiciones de contorno en las paredes externas.

El coeficiente convectivo se obtiene a partir de la siguiente correlación, en función de la velocidad del viento. En todas las simulaciones se ha impuesto una velocidad igual a 3 m/s. Este valor coincide el valor medio de la velocidad del viento paralela a la apertura del captador para los ensayos que se han realizado en la instalación experimental, marcada según la norma UNE 12795-2.

$$h_{ext} = 5.7 + 3.8u$$

La temperatura T_{∞} , Duffie y Beckman [1991] la denominan "sky temperature" y es equivalente a la temperatura de cuerpo negro de la atmósfera para radiación transferida desde la superficie de la Tierra. Aproximadamente, para condiciones húmedas y secas, su valor es muy cercano a la temperatura del aire.

- Flujo a la entrada

La entrada de fluido a través de los 3 conductos que forman el captador plano es uniforme. Existen bastantes trabajos, uno de los últimos publicados Fan *et al.* [2007], donde se investiga numérica y experimentalmente la distribución del flujo. Concluyeron que para caudales bajos, y temperaturas de entrada altas los efectos de flotación son importantes provocando que la distribución no sea uniforme, y la eficiencia del captador descienda.

La velocidad de entrada se define fijando el flujo másico por área de absorbedor $\left(\frac{\dot{m}_f}{S_{abs}}\right)$, a $0.02 \text{ kg/s} \cdot \text{m}^2$. Por tanto la velocidad se calcula en función de la superficie que le corresponde a

cada conducto, es decir, $S_{abs} = 0.123 \times 1.83 = 0.2251 \text{ m}^2$, y según la densidad de entrada, que a su vez es función de la temperatura. Es decir:

$$u_m = \frac{\left(\frac{\dot{m}_f}{S_{abs}}\right) \cdot 0.2251 \cdot 3}{\rho_f(T_e)} \cdot \frac{4}{\pi \cdot D_i^2}$$

En las simulaciones realizadas se ha trabajado con el flujo másico nominal del captador experimental 144 kg/h.

Como se ha descrito en el Capítulo 3, se supone que el flujo tiene la capa límite hidrodinámica ya desarrollada, por lo que, al estar utilizando valores dentro del régimen laminar, se establece un perfil de velocidades a la entrada definido como:

$$\frac{u(r)}{u_m} = 2 \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right]$$

En cuanto a la condición de contorno desde el punto de vista térmico, se considera que el flujo todavía no ha empezado a desarrollar la capa límite térmica, pues todavía no ha entrado en contacto con el absorbedor. Se establece una temperatura constante en la entrada en un rango comprendido entre 20°C y 60°C.

En cuanto al resto de fronteras que forman el colector, todas ellas están acopladas térmicamente. En las superficies que separan sólidos y fluidos, es decir, la superficie lateral de los conductos y las paredes de la cavidad se impone la condición de no deslizamiento en los contorno.

- Parámetros del modelo de radiación

Por un lado se establecen los parámetros de iluminación y de dirección del vector solar como valores de entrada para el algoritmo "Solar Ray Tracing", necesarios para establecer la energía radiante que incide sobre el colector.

En la simulaciones realizadas se ha fijado una radiación directa de 800 W/m² y una radiación difusa de 200 W/m², la dirección del vector de iluminación es normal al plano del absorbedor. A su vez debemos definir cuáles serán las superficies sobre las que se aplica esta herramienta, y donde se añadirán los términos de generación de calor.

```
Internally Scattered Energy [W]: 150.72, Ambient Flux [W/m^2]: 111.6  
Boundary ID: 3, Integral Energy Source [W]: 5.526410e+002  
Boundary ID: 4, Integral Energy Source [W]: 1.098119e+002  
Total Integral Energy Source [W]: 6.624528e+002
```

Figura 4.12: Energía de radiación acoplada al modelo.

En la Figura 4.12, las fronteras ID 3 y 4, son el absorbedor y la cubierta de vidrio respectivamente. El valor que aparece a continuación es la fuente de generación calor que se añade a las celdas sólidas en contacto con cada superficie, según el algoritmo "Solar Ray Tracing". Este valor no solo depende de los parámetros de iluminación a los que ya hemos hecho referencia, también es función de la transmisividad, absorptividad y reflectividad definida en cada una de estas dos superficies. Se han fijado los mismos valores tanto para la banda del infrarrojo como para la del visible, (Tabla 4.3)

Una vez definidas las condiciones de contorno en lo que se refiere al algoritmo de trazado de rayos solares, nos centramos en la configuración del modelo de radiación S2S. En primer lugar

habrá configurar los factores de forma. El cálculo de este parámetro geométrico consume un gran cantidad de recursos, por lo que FLUENT da la posibilidad de agrupar distintas celdas en "clusters".

Las fronteras que participan de este modelo son las que configuran la cavidad de aire, es decir, absorbedor, cubierta de vidrio, y las paredes que los rodean. A modo de ejemplo en la siguiente figura se presentan los factores de forma desde el absorbedor a cada una de las paredes de la cavidad:

From absorber_plate to:		Viewfactor
air_back		0.0113
air_e		0.0577
air_front		0.0113
air_upper		0.8609
air_w		0.0588

Figura 4.13: Factores de forma desde el absorbedor a las superficies que le rodean

En resumen las condiciones de contorno que se aplican al modelo son:

Surface	BC	h(W/mk)	T (K)	\dot{m} (kg/s)	Absorptivity	Transmissivity	Emissivity
Fluid Inlet	Velocity Inlet	--	293.15- 353.15	144 kg/s	--	--	--
Foam	Temperature Fixed		298.15	--	--	--	--
Glass cover	Mixed (Convection and Radiation)	17.1	298.15	--	0.05	0.93	0.88
Absorber plate	Coupled	--	--	--	0.95	--	0.05

Tabla 4.3: Resumen de las condiciones de contorno

5. Hipótesis de simulación

Para terminar de definir el esquema numérico a continuación se presentan las principales opciones que se han utilizado. Cada una de ellas ya ha sido justificada en la descripción de los sub-modelos presentados:

- Solver: Pressure Based Segregated (SIMPLE)
- Esquema de discretización: "Upwind" de segundo orden
- Modelo Viscoso: Laminar (Conductos) + Modelo Launder y Sharma [1989] (Cavidad de aire)
- Modelo de radiación:
 - Modelo Surface to Surface
 - Carga Solar: Solar Ray Tracing
- Ecuación de la energía: resuelta
- Gravedad: (0,-7.797,-5.953) (m/s²). Inclinación de 37°C.

6. Resultados

6.1. Número de Nusselt en el flujo interno

A continuación se muestran los resultados del procesado de la transferencia de calor en el interior de los conductos que forman el captador global. El número de Nusselt local a lo largo del tubo ha sido obtenido de la misma manera que a cómo fue calculado en el sub-modelo de convección mixta.

A diferencia del capítulo anterior, la condición de contorno en la pared lateral de tubo no es la de flujo de calor constante. Según la configuración del colector, el flujo debe pasar a través de la soldadura, y posteriormente se distribuye por la pared del tubo. Si tenemos en cuenta que el interior del conducto el fluido más caliente por los efectos de la flotación tiende a situarse en la parte más cercana a la soldadura, la máxima diferencia de temperatura se dará en la parte inferior del conducto, y por lo tanto el flujo de calor será mayor en esa zona. En la Figura 4.14, se puede observar la distribución del número de Nusselt para una sección donde el flujo está completamente desarrollado, para un número de Rayleigh igual a 3×10^5 . También se representa en el mismo gráfico el campo de temperaturas y así como las componentes radial y circunferencial de los vectores de velocidad.

Se comprueba como efectivamente, superpuesto al flujo axial, aparecen las recirculaciones características de la convección mixta. También se puede observar como el número de Nusselt en la sección transversal alcanza su máximo, en la localización opuesta a la soldadura, punto donde el gradiente de temperaturas es mayor. En comparación con los resultados donde el flujo de calor es uniforme, ahora el gradiente de temperatura circunferencial está mucho más marcado, trayendo como consecuencia una mejora en la transmisión de calor.

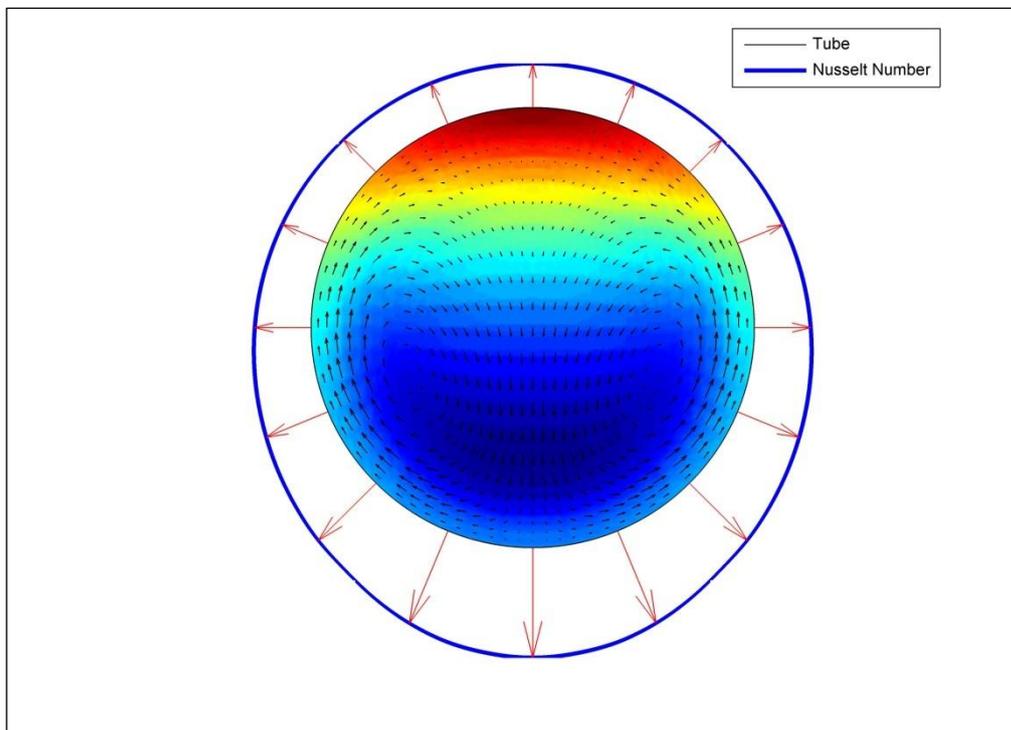


Figura 4.14: Sección transversal para flujo completamente desarrollado. $Ra=3 \times 10^5$. Campo de temperaturas y velocidades. Distribución del número de Nusselt

En la Figura 4.15 se representa la evolución del número de Nusselt local frente a la distancia sobre el eje Z adimensionalizada. Se representan los datos obtenidos para un número de Rayleigh, medido cuando el flujo está desarrollado, de 3×10^5 . Se pueden observar los resultados numéricos para el caso de tubo horizontal con flujo de calor uniforme a la pared junto con los obtenidos en modelo global. También se han incluido las correlaciones experimentales de Petukhov y Polyakov para convección forzada y convección mixta en tubo horizontal liso, sometido a flujo de calor constante.

A la vista de los resultados se comprueba lo que ya concluíamos en el capítulo anterior, los resultados del sub-modelo presentan buen acuerdo con las correlaciones experimentales, por lo que el procesado de resultados quedaba validado. Lo que se observa al analizar los resultados del número de Nusselt local en el modelo completo es que se mejora la transferencia de calor y los resultados para flujo de desarrollado quedan por encima de esta correlación. Sin embargo se debe de tener en cuenta que ahora las correlaciones experimentales no son válidas por dos razones: (1) los conductos se encuentran inclinados, y (2) la condición de contorno en la pared lateral es distinta.

Lo que si podemos extraer de la Figura 4.15 es la transferencia de calor al añadir el absorbedor, que actúa como una especie de aleta, mejora. Esto último también lo observó Ouzanne y Galanis [2001], donde es su modelo numérico (**¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.**), también observaron que la transferencia de calor mejoraba cuando se le añadía aletas al tubo simple.

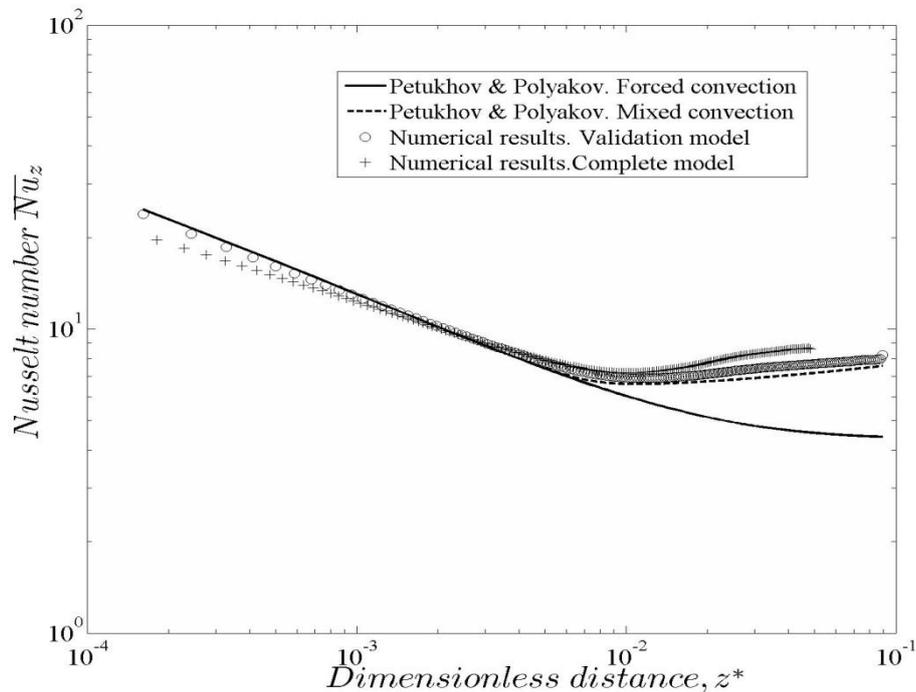


Figura 4.15: Comparación entre los resultados numéricos y correlaciones experimentales para número de Nusselt local. Número de Rayleigh 3×10^5

Estos investigadores comprobaron que en la región de entrada, cuando los flujos secundarios todavía no son significantes, la evolución del número de Nusselt es la misma para un tubo con flujo de calor constante en la pared, que utilizando el conjunto absorbedor-tubo.

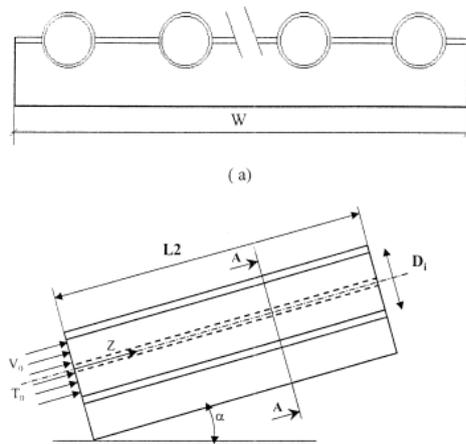


Figura 4.16: Esquema numérico utilizado por Ouzanne y Galanis [2001]

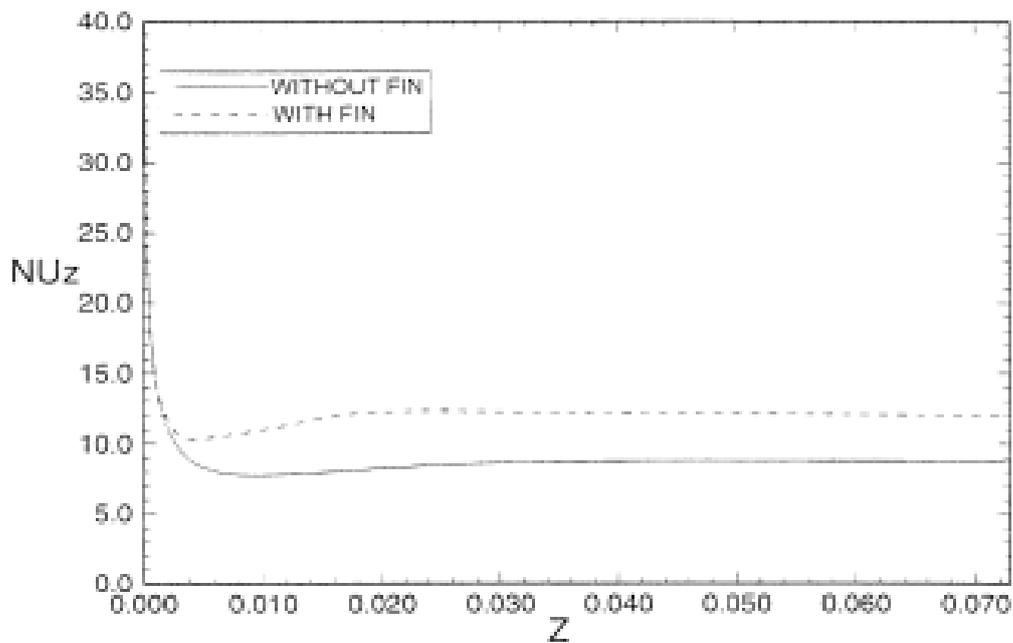


Figura 4.17: Evolución axial del número de Nusselt. Ouzanne y Galanis [2001]

6.2. Eficiencia térmica del captador

A continuación se presenta la curva de eficiencia del colector comparada con los resultados experimentales. La eficiencia térmica da información global acerca de la energía que es capaz de aprovechar del total de energía que recibe del Sol. Se define como:

$$\eta = \frac{\dot{Q}_{\text{útil}}}{A_A G}$$

donde $\dot{Q}_{\text{útil}}$ viene dado por la expresión: $\dot{Q}_{\text{útil}} = Q_v \rho(t) c_p(t) (t_{\text{sal}} - t_{\text{en}})$, y $\rho(t)$ y $c_p(t)$ son la densidad y el calor específico respectivamente y se evalúan a la temperatura media del fluido $t_m = t_{\text{en}} + \Delta t/2$. G es la irradiancia global interceptada y A_A es el área del absorbedor. La eficiencia se representa en función de la temperatura reducida T^* , definida como:

$$T^* = \frac{t_m - t_a}{G}$$

donde t_a es la temperatura ambiente, que se ha fijado en todas las simulaciones en 25°C, t_m es la temperatura media del fluido $t_m = t_{\text{en}} + \Delta t/2$.

En la Figura 4.18, se comparan los resultados numéricos con los obtenidos en el banco de ensayos experimental para un gasto másico de 144 kg/h, siendo el fluido-caloportador el agua. Como se puede observar, el acuerdo entre factor óptico es bastante bueno sin embargo el coeficiente de pérdidas obtenido numéricamente es algo más bajo que el experimental. Estas discrepancias pueden ser debidas al modelo de turbulencia utilizado para simular el flujo de convección natural en el interior de la cavidad y también a las condiciones de contorno usadas para modelar las pérdidas con el entorno.

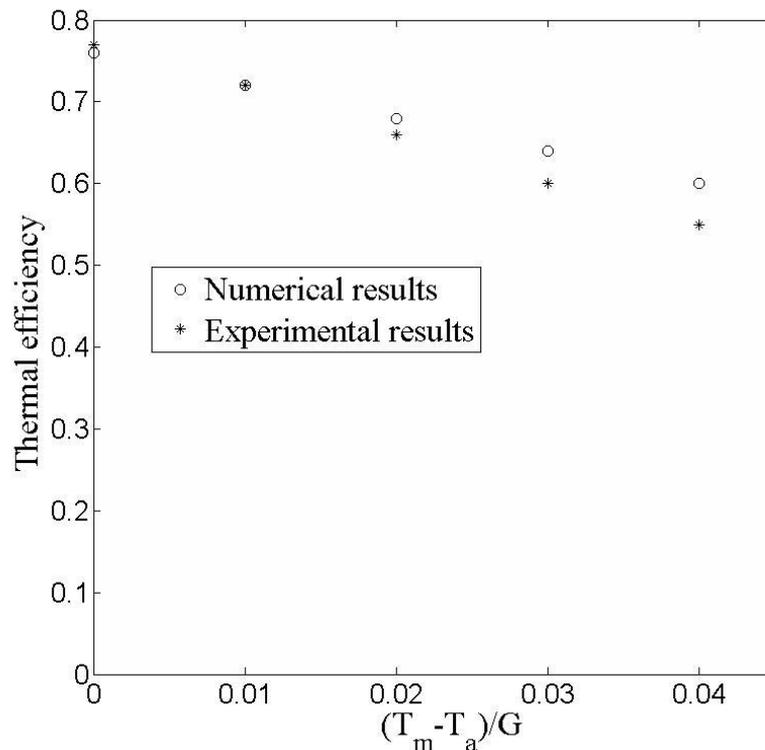


Figura 4.18: Eficiencia térmica del captador. Datos experimentales y numéricos. 144 kg/h. Fluido: Agua

Capítulo 5: Conclusiones

- Se ha realizado una extensa revisión bibliográfica acerca de la convección natural en cavidades, tanto desde el punto de vista numérico como experimental, haciendo énfasis en los modelos y ensayos para recintos con alta relación de aspecto e inclinados. Al mismo tiempo también se ha investigado acerca de otros trabajos que también utilizan software CFD para la simulación de la radiación solar.
- Se ha desarrollado una metodología de simulación numérica con un software de propósito general que permite estudiar en profundidad diferentes aspectos del funcionamiento de los captados solares térmicos.
- Se ha estudiado en profundidad la convección natural en la cavidad de aire y se ha desarrollado un sub-modelo específico.
- Se observa que el modelo laminar da buenos resultados para dentro del régimen de conducción, a pesar de los problemas de convergencia, que presentan los casos simulados con bajo número de Rayleigh.
- Se ha validado el modelo de turbulencia elegido comparando los resultados numéricos tanto para el perfil de velocidad como para el número de Nusselt con resultados experimentales para una cavidad con las mismas dimensiones y bajo las mismas condiciones de contorno.
- Para elevado número de Rayleigh, cuando el flujo es plenamente turbulento, las simulaciones presentan una buena concordancia con los resultados experimentales. Observándose las mayores discrepancias cuando se produce la transición desde régimen turbulento a laminar.
- Se han realizado simulaciones para cavidades inclinadas, comparándose los resultados con datos experimentales presentes en la literatura abierta para 15° y 60°, en régimen turbulento.
- Se ha observado que para 60°, el flujo sigue conservando su naturaleza bidimensional y un régimen de capa límite. El modelo de turbulencia es capaz de reproducir de manera adecuada la transmisión, aunque los perfiles de temperatura se aprecian mayores diferencias que en el caso de la cavidad vertical.
- Para 15° se ha confirmado que el patrón de flujo es tridimensional, por lo que las simulaciones realizadas en 2D, no pueden llegar a dar una información fiable acerca del mecanismo de transmisión de calor en ángulos bajos.
- Se ha desarrollado también un sub-modelo específico para reproducir el mecanismo de convección mixta en los conductos del absorbedor.

- Se ha validado el mallado numérico y el post-procesado para el mecanismo de convección mixta en el interior de los conductos, utilizando correlaciones experimentales presentes en la literatura abierta.
- Se ha realizado un estudio de sensibilidad para verificar la influencia del número de nodos en dirección longitudinal para la malla de los tubos.
- Se ha desarrollado un modelo numérico global, que implementa los diferentes sub-modelos desarrollados, de un captador solar que permite simular de forma acoplada los diferentes mecanismos de transmisión de calor presentes. El modelo ha sido validado utilizando datos experimentales de eficiencia térmica . La curva de eficiencia numérica presenta buen acuerdo con el factor óptico experimental, observándose diferencias más apreciables con el factor de pérdidas que pueden estar relacionadas con las condiciones de contorno y el modelo de turbulencia elegido.
- El modelo desarrollado permite estudiar en detalle el campo de temperaturas del absorbedor y analizar la influencia sobre el funcionamiento y la eficiencia térmica del captador la modificación de las características de operación y geométricas, pudiendo estudiarse la influencia de otros parámetros como el ángulo de inclinación, la influencia de fluidos calo-portadores formados por mezclas anticongelantes, la influencia de la geometría de la soldadura, la sección transversal de los tubos, etc.

Bibliografia

Betts, P.L. and I.H. Bokhari, Experiments on Turbulent Natural Convection in an Enclosed Tall Cavity. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2000. 21: p. 675-683.

Elder, J.W., Laminar Free Convection in a Vertical Slot. *Journal of Fluid Mechanics*, 1965. 23: p. 77.

Eckert, E.R.G. and W.O. Carlson, Natural Convection in an Air Layer Enclosed between Two Vertical Plates with Different Temperatures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1961. 2: p. 106.

MacGregor, R.K. and A.F. Emery, Free Convection through Vertical Plane Layers-Moderate and High Prandtl Number Fluids. *Journal of Heat Transfer*, 1969. 91: p. 391.

Yin, S.H., T.Y. Wung, and K. Chen, Natural Convection in an Air Layer Enclosed Within Rectangular Cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1978. 21: p. 307-315.

Schmidt, F.W., et al., A Comparison of Experimental and Predicted Results for Laminar Natural Convection in an Enclosure. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 1986. 7: p. 183-190.

Hsieh, S.S. and C.Y. Wang, Experimental Study of Three-Dimensional Natural Convection in Enclosure with Different Working Fluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1994. 37: p. 2687.

Cowan, G.H., P.C. Lovegrove, and G.L. Quarini. Turbulent Natural Convection Heat Transfer in Vertical Single Water-Filled Cavities. in *Proceedings of the 7th International Heat Transfer Conference*. 1982. Munich.

Renault, C. and Don-Kim-Son, Turbulent Natural Convection in a Rectangular Enclosure. *Mechanics Research Communications*, 1983. 10: p. 245.

Cheesewright, R. and S. Ziai. Distribution of Temperature and Local Heat Transfer Rate in Turbulent Natural Convection in a Large Rectangular Cavity. in *Proceedings of the Eighth International Heat Transfer Conference*. 1986. San Francisco, USA.

Dropkin, D. and E. Somerscales, Heat Transfer by Natural Convection in Liquids Confined by two Parallel Plates which are Inclined at Various Angles with Respect to the Horizontal. *Journal of Heat Transfer*, 1965. 87: p. 77.

Ozoe, H., et al., Natural Convection in an Inclined Rectangular Channel Heated on One Side and Cooled on The Other Side. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1974. 17: p. 1209.

Elsherbiny, S.M., K.G.T. Hollands, and G.D. Raithby, Nusselt Number Distribution in Vertical and Inclined Air Layer. *Journal of Heat Transfer*, 1983. 105: p. 406.

Linthorst, S.J.M., W.M.M. Schinkel, and C.J. Hoogendoorn, Flow Structure with Natural Convection in Inclined Air-Filled Enclosures. *Journal of Heat Transfer*, 1981. 103: p. 535-539.

Hamady F.J., J.R. LLOYD, H.Q. Yang, and K.T. Yang, Study of local natural convection heat transfer in a inclined enclosure. *Journal Heat Mass Transfer*, 1989.32: p.1697-1708.

Kuyper R.A., TH. H. Van Der Meer, C.J. Hoogendoorn, and R.A. Henkes, Numerical study of laminar and turbulent natural convection in an inclined square cavity. *Journal Heat Mass Transfer*, 1993.36:p2899-2911.

Cooper D., T.J. Craft, K. Esteifi, H. Iacovides, Experimental investigation of buoyant flows in inclined differentially heated cavities. *Journal of Heat and Mass Transfer*, 2012.55:p6321-6339.

Bairi A., N. Laraqi, J.M. García de María, Numerical and experimental study of natural convection in tilted parallelepipedic cavities for large Rayleigh numbers. *Experimental and Fluid Science*, 2007.31:p309-324.

N.Z Ince and B.E. Launder. On the computation of buoyancy-driven turbulent flows in rectangular enclosures. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 10(2):110–117, 1989.

K. Hanjalic. Achievements and limitations in modelling and computation of buoyant turbulent flows and heat transfer. 10 th International Heat Transfer Conference, 7, 1994.

K.J. Hsieh and F.S. Lien. Numerical modelling of buoyancy-driven turbulent flows in enclosures. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25:659–670, 2004.

T.J. Craft, A.V. Gerasimov, H. Iacovides, and B.E. Launder. Progress in the generalization of wall-function treatments. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 23:148–160, 2002.

S.A. Omranian. The computation of turbulent, buoyancy-driven flows in cavities. MPhil Thesis, School of Mechanical, Aerospace and Civil Engineering, University of Manchester, 2007.

Y. Addad, M. Mahmoodilari, and D. Laurence. LES and RANS computations of natural convection in a nearly-horizontal shallow cavity. *Proceeding of CHT-08*, 2008.

G.L. Morrison, M. Behnia, M. Cook, N.K. Groenhout, D.R Mills. Optimal Design of advanced solar water heaters. *Proceedings of the Sixth Australasian Natural Convection workshop*, Murdoch University, 1999.

M. Selmi, A. Marafi, M. Al-Khawaja. Performance prediction of a flat plate solar collector using CFD software. *Proceedings of IMEC2004 International Mechanical Engineering Conference*, Kuwait, December 5-8, 2004

D. Dovič. S. Švaič, A. Galovič. Estimating heat losses in solar collectors by IR thermography and numerical simulations. *Proceedings of 9th International Conference on Quantitative InfraRed Thermography*. July 2-5, Krakow-Poland 2008

M. Selmi, M. Al-Khawaja, A. Marafia. Validation of CFD simulation for flat plate solar energy collector. *Renewable Energy* 33 (2008) 383-387

Hobbi, A., Siddiqui K., Experimental study on the effect of heat transfer enhancement devices in flat-plate solar collectors, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 52, Issues 19-20, 2009, pp 4650-4658.

Prasad, B.N., and Saini J.S., Effect of artificial roughness on heat transfer and friction factor in a solar air heater, *Solar Energy*, Vol. 41, Issue 6, 1988, pp 555-560.

Gupta, D., Solanki, S. C. and Saini J. S., Thermohydraulic performance of solar air heaters with roughened absorber plates, *Solar Energy*, Vol. 61, Issue 1, 1997, pp 33-42.

Bhagoria, J. L., Saini, J. S., and Solanki S. C., Heat transfer coefficient and friction factor correlations for rectangular solar air heater duct having transverse wedge shaped rib roughness on the absorber plate, *Renewable Energy*, Vol. 25, Issue 3, 2002, pp 341-369.

Momin, A-M. E., Saini, J. S., and Solanki, S. C., Heat transfer and friction in solar air heater duct with V-shaped rib roughness on absorber plate, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 45, Issue 16, 2002, Pages 3383-3396

Sahu, M.M., and Bhagoria, J.L., Augmentation of heat transfer coefficient by using 90° broken transverse ribs on absorber plate of solar air heater, *Renewable Energy*, Vol. 30, Issue 13, 2005, pp 2057-2073.

Jaurker, A.R., Saini, J.S., and Gandhi, B.K., Heat transfer and friction characteristics of rectangular solar air heater duct using rib-grooved artificial roughness, *Solar Energy*, Vol. 80, Issue 8, 2006, pp 895-907.

Mittal, M.K., Varun, Saini, R.P., Singal, S.K., Effective efficiency of solar air heaters having different types of roughness elements on the absorber plate, *Energy*, Vol. 32, Issue 5, May 2007, pp 739-745.

Varun, Saini, R.P., Singal, S.K., A review on roughness geometry used in solar air heaters, *Solar Energy*, Vol. 81, Issue 11, 2007, pp 1340-1350

Kumar, A., Bhagoria, J.L., R.M. Sarviya, Heat transfer and friction correlations for artificially roughened solar air heater duct with discrete W-shaped ribs *Energy Conversion and Management*, Vol. 50, Issue 8, 2009, pp 2106-2117.

Cortés, A., Piacentini, R., Improvement of the efficiency of a bare solar collector by means of turbulence promoters, *Applied Energy*, Vol. 36, Issue 4, 1990, pp 253-261

Sparrow, E. M. & Tao, W. Q. Enhanced heat transfer in a flat rectangular duct with streamwise-periodic disturbances at one principal wall. *J. Heat Transfer*, 105,1983, p. 851.

Saini, R. P., Saini, J. S., Heat transfer and friction factor correlations for artificially roughened ducts with expanded metal mesh as roughness element, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 40, Issue 4, 1997, pp 973-986.

Kumar, A., Prasad, B. N., Investigation of twisted tape inserted solar water heaters-heat transfer, friction factor and thermal performance results, *Renewable Energy*, Vol. 19, Issue 3, 2000, pp 379-398.

Jaisankar, S., Radhakrishnan, T.K., Sheeba K.N., Experimental studies on heat transfer and friction factor characteristics of forced circulation solar water heater system fitted with helical twisted tapes, *Solar Energy*, Vol. 83, Issue 11, 2009, pp 1943-1952.

Varun, S., Thermal performance optimization of a flat plate solar air heater using genetic algorithm, *Applied Energy*, In Press, Corrected Proof, Available online 20 November 2009.

Klein S.A., Calculation of flat plate loss coefficients, *Solar Energy* 17, 1975, pp. 17:79.

Hottel HC, Woetz BB. *Transaction of the American Society of Mechanical Engineering* 1942, Vol. 64, pp 91.

Duffie, J.A., Beckman, W.A., *Solar Engineering of thermal processes*, second ed. Wiley Interscience, 1991, New York, pp 268-272.

Lund, K.O., General Thermal analysis of serpentine-flow flat-plate solar collector absorbers. *Solar Energy* 42, 1989, 133-142.

Anexo A: Subrutina para introducir término Yap en el modelo de turbulencia.

A continuación se muestra el código para introducir el término fuente adicional en la ecuación de transporte de la disipación de energía cinética turbulenta (ϵ):

```
#include "udf.h"

#define max(a, b) (( a > b ) ? a : b )
#define min(a, b) (( a < b ) ? a : b )

#define C1 2.5

DEFINE_SOURCE(yap_term, c, t, dS, eqn)
{
    real x[ND_ND];
    real ln, con, source;

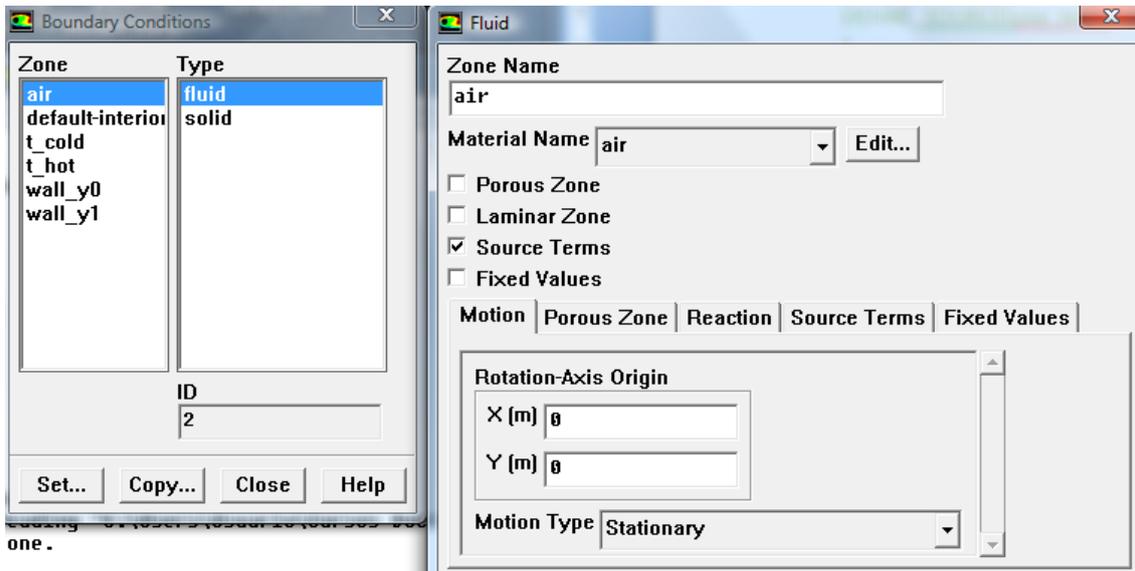
    ln = C_WALL_DIST(c,t);
    con = pow(C_K(c, t),1.5)/(C1*ln);

    source = max(0.83*((con/C_D(c, t))-1)*pow((con/C_D(c, t)),2)*(pow(C_D(c, t),2)/C_K(c, t)),0.0);

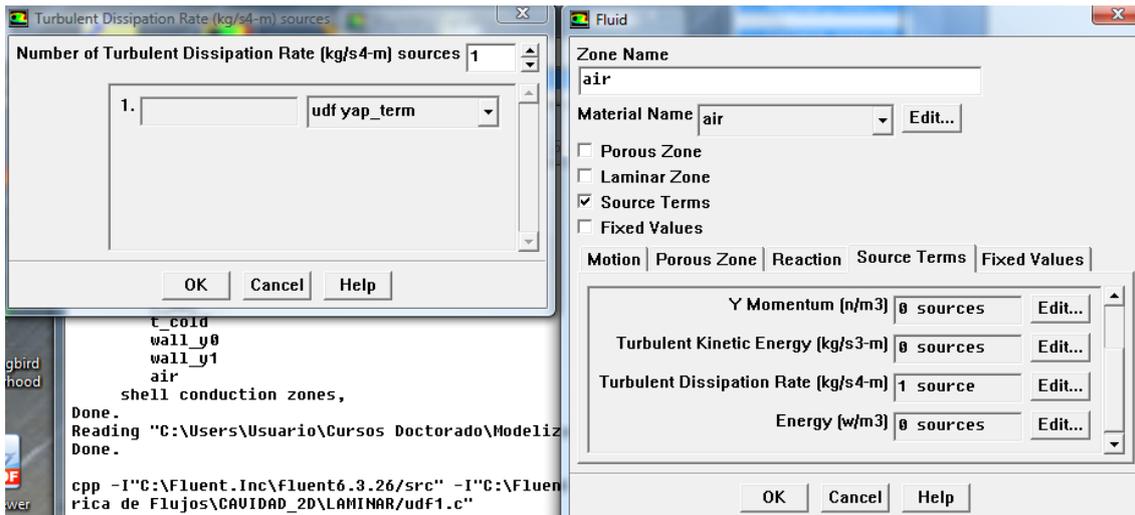
    dS[eqn]=max(-0.83*pow(con,3))/(C_K(c,t)*C_D(c,t),0.0);

    return source;
}
```

Una vez que FLUENT interpreta esta función, a continuación hay que especificar donde añadimos esta fuente. Dentro del panel de condiciones de contorno, añadimos un término fuente dentro de las especificaciones del material que forma el volumen de aire:



Y después dentro de la pestaña de términos fuente especificamos la ecuación y el tipo de fuente que queremos (constante o una función):



Anexo B: Malla utilizada.

La malla utilizada es de 60x300 nodos. La malla no es uniforme, como se puede ver en las figuras siguientes se ha concentrado un mayor número de nodos en la región cercana a las paredes verticales.

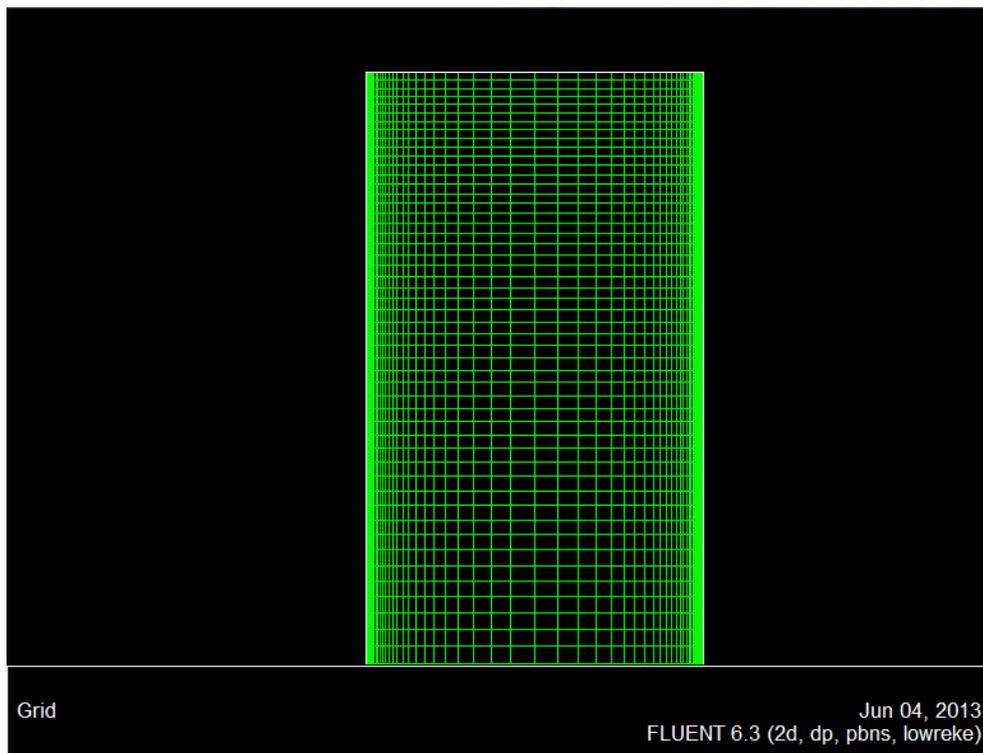


Figura B. 1: Malla utilizada. 60x300

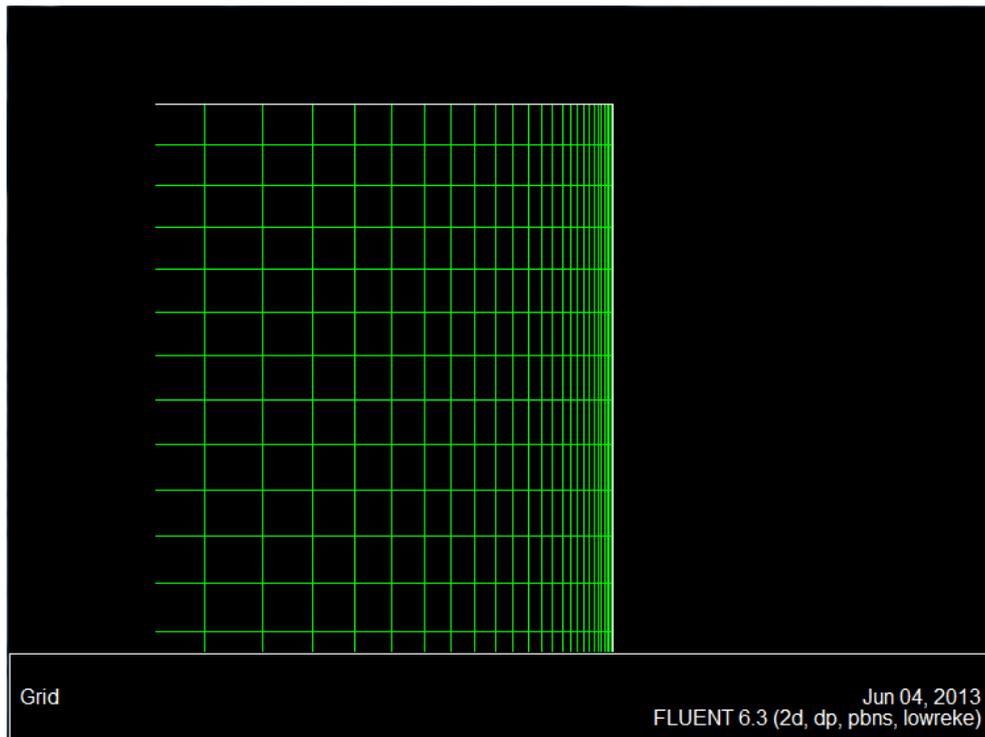


Figura B. 2: Detalle de la malla. Refinamiento en la pared.

El número de nodos que se ha utilizado es similar al que utilizan otros autores, (Hsieh & Lien, 2004), para modelar la misma cavidad con modelos de turbulencia RANS. En este caso, usan mallas diferentes, de 50x100, 75x150 y 100x200, con el modelo de Lien y Leschziner (muy similar al modelo de Launder y Sharma con el término adicional de Yap que estamos utilizando en este trabajo) y obtiene los siguientes resultados:

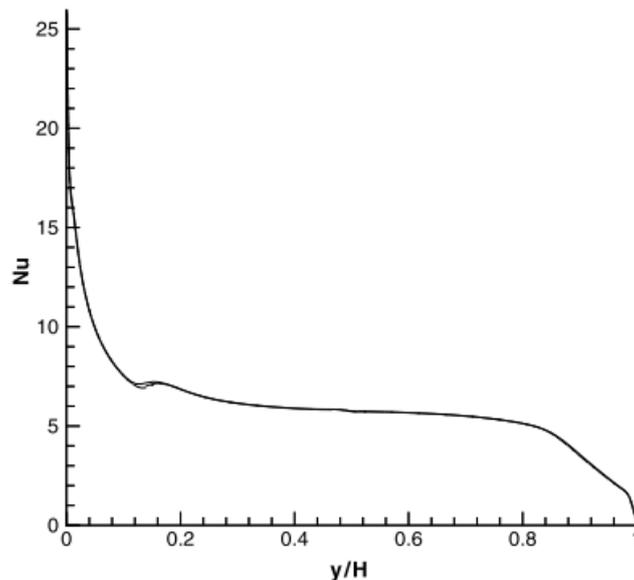


Fig. 2. Tall cavity: local Nusselt number distribution along the hot wall obtained with the LL model. — 50×100; --- 75×150; -·-·- 100×200.

Figura B. 3 Número de Nusselt local a lo largo de la pared caliente. Mallas de 50x100, 75x150 y 100x200. Fuente: Hsieh&Lien, Heat and Fluid Flow.

El modelo de turbulencia implementado no impone una ley de pared en las condiciones de contorno, si no que resuelve las ecuaciones de transporte haciendo uso de una serie de funciones de amortiguación que suavizan el valor de la viscosidad turbulenta en las cercanías de las paredes, por ello es muy importante tener una buena densidad de malla en estas regiones. Sin embargo, a diferencia de los modelos con un tratamiento de las paredes a través de “wall-functions”, donde la solución depende del valor de y^+ , en estas simulaciones es posible encontrar un valor de y^+ lo suficientemente pequeño de manera que la solución sea independiente de la malla.

En el manual de FLUENT se aconseja valores por debajo de $y^+ \sim 1$ o al menos tener 10 celdas dentro del rango donde $Re_t < 200$. En nuestro caso se ha escogido valores inferiores, tal y como se puede ver en la siguiente figura, aunque sería bueno realizar un análisis de sensibilidad de malla para optimizar el mallado.

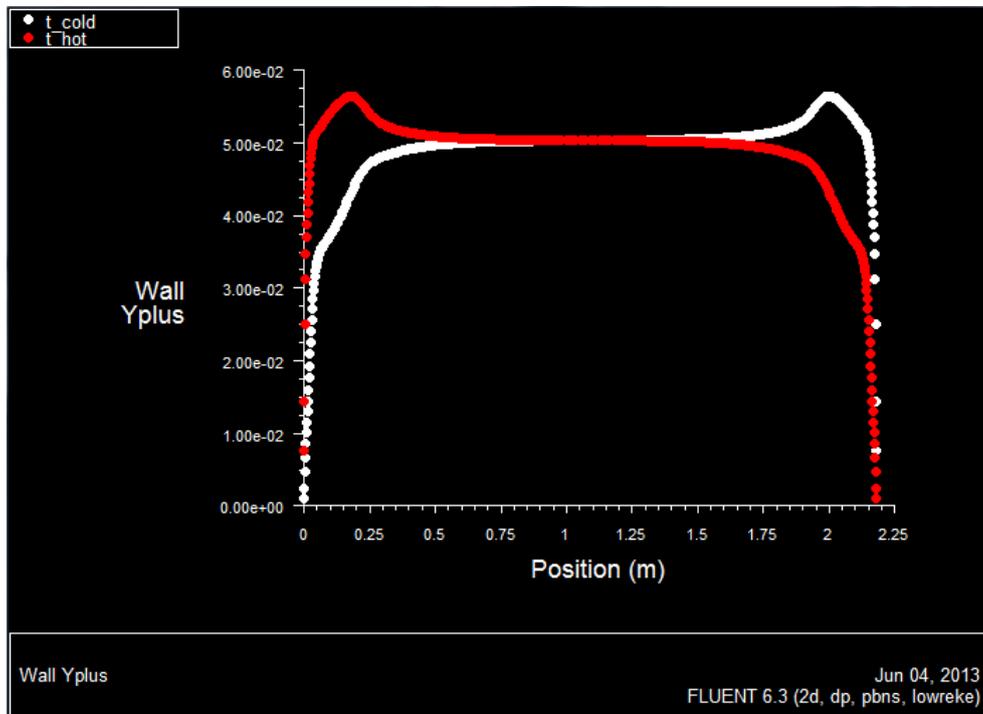


Figura B. 4: Valor de y^+ , a lo largo de la pared caliente y fría. Número de Rayleigh 300000.