



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERÍA MECÁNICA
TERMOFLUIDOS

SIMULACIÓN NUMÉRICA DE UN FLUJO ALREDEDOR DE UN BANCO
DE TUBOS CON DIFERENTES ARREGLOS DE ALETAS HELICOIDALES

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:
MARCO ANTONIO GARCÍA ANDRADE

TUTOR PRINCIPAL
DR. MARTÍN SALINAS VÁZQUEZ
INSITITUTO DE INGENIERÍA

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX., SEPTIEMBRE, 2023



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. Sánchez Minero Salvador Enrique

Secretario: Dr. Ramírez Cruz Jorge

1 er. Vocal: Dr. Salinas Vázquez Martín

2 do. Vocal: Dr. Sánchez Huerta José Melesio

3 er. Vocal: Dr. Aviña Jiménez Héctor Miguel

Lugar o lugares donde se realizó la tesis:

Instituto de Ingeniería.

TUTOR DE TESIS:

Dr Martín Salinas Vázquez



FIRMA

(Segunda hoja)

*A mí Padre y a mí Madre,
siempre los amaré por quienes son,
porque lo han hecho así conmigo.*

Agradecimientos

A mi padre, el Ing. Juan Carlos García Ortiz, por ver en mí, la esperanza y fe en la vida desde que él realizó su tesis de maestría.

A mi madre, la Mtra. Griselda Andrade Cruz, que me ha brindado su amor incondicional durante toda mi vida.

A mi hermano, Julio Cesar García Andrade, por escucharme en las buenas y en las malas, por ser firme y a la vez ser tan comprensivo.

A mi tía, la Dra. Julia Andrade, quién me ha apoyado en todos los sentidos. Por jamás dejar de creer en su familia.

A mi tutor, el Dr. Martín Salinas Vázquez, quién no sólo me ha enseñado muchas cosas sobre este proyecto y mi profesión, sino por su paciencia, confianza y dedicación.

Al Dr. Jorge Ramírez Cruz por sus comentarios y apoyo. Un ejemplo a seguir.

Y por último, al CONACYT, por el apoyo económico.

Índice

1. Introducción.	10
1.1. Trabajos previos.	10
1.2. Intercambiadores de calor compactos.	12
1.3. Turbulencia.	15
1.4. Flujo externo de un cilindro.	17
1.5. Bancos de tubos.	18
2. Ecuaciones Gobernantes.	21
2.1. Ecuaciones de estado.	21
2.2. Adimensionalización de las ecuaciones gobernantes	21
2.3. Promedios de Reynolds y Favre.	25
2.4. Energía Cinética Turbulenta.	27
2.5. Criterio Q.	28
2.6. Simulación de grandes escalas.	29
3. Método de Solución.	34
3.1. Ecuaciones en coordenadas generalizadas.	34
3.2. Esquema numérico.	35
3.3. Fronteras inmersas.	36
3.4. Método Level-Set.	39
4. Características de la simulación	41
4.1. Geometría de las Aletas	41
4.2. Dominio de cálculo.	42
4.3. Condiciones de Frontera Periódicas.	43
4.4. Condiciones iniciales.	44
4.5. Análisis de sensibilidad.	45
5. Validación.	48
6. Resultados.	50
6.1. Valores instantáneos.	50
6.1.1. Velocidad.	50
6.1.2. Temperatura.	52
6.2. Valores promedio.	53
6.2.1. Velocidad.	53
6.2.2. Temperatura.	57

ÍNDICE

6.3. Intensidad turbulenta. 60
6.4. Criterio Q. 64
7. Conclusiones. 67
Referencias 79

Resumen.

El presente trabajo analizó y comparó mediante DFC (Dinámica computacional de fluidos) las propiedades de hidrodinámicas y térmicas de un intercambiador de calor al cambiar la geometría de sus aletas. Así como determinar la geometría que permite una mayor conservación en las propiedades de transporte de un flujo de aire turbulento. Diversos trabajos fueron consultados para la redacción de este trabajo, desde los fundamentos para el funcionamiento de los intercambiadores de calor, tales como el método numérico que se utilizó, las características del flujo, entre otros conceptos. Algunos de los autores citados sirvieron como punto de comparación, así como los análisis y conclusiones que llegaron en sus respectivos estudios sirvieron para validar los resultados obtenidos en el presente trabajo. Se realizaron diferentes simulaciones numéricas, cada una con diferente geometría de aleta helicoidal. Las diferencias y semejanzas de cada uno de los arreglos, se describen de una forma más detallada en la sección 6.1 de este escrito. Con el objetivo de ahorrar memoria, minimizar los cálculos numéricos y facilitar el mallado, se redujo el dominio de la simulación mediante condiciones de frontera periódicas. De un banco de tubos completo, se acota una celda simétrica que abarca un tubo completo en la parte central y un cuarto de tubo en cada una de las cuatro esquinas del dominio de la simulación. Al aplicar condiciones de frontera periódicas, esta celda puede ser ensamblada y replicada el número de veces necesarias para simular el banco de tubos en su totalidad. Este trabajo pretende ser un estudio comparativo entre los distintos tipos de aletas, no de la evolución del flujo de aire a lo largo del intercambiador de calor. Por lo tanto, el análisis e interpretación de resultados se realizó solamente para una celda simple acotada (por geometría utilizada). La tesis presente es una continuación directa de lo que Salinas-Vázquez [1][2][3][4][5] y Magos-Alba [6] expusieron, se utilizó la misma metodología de solución y las mismas características de la simulación numérica. Refuerza las conclusiones de dichos autores y agrega nueva información tales al incluir un análisis térmico.

Motivación

El principal motivo de este trabajo es el estudiar diferentes diseños de aletas y sus efectos sobre un flujo de aire turbulento. No es el primer estudio comparativo que se encarga de comparar diferentes arreglos de aletas helicoidales en un banco. Pero muchos de estos trabajos tienen un enfoque en medir factores de fricción o comparar los efectos globales de la pérdida de presión con la transferencia de calor total en el dominio sin detenerse mucho en los detalles en la información que se presenta en perfiles de velocidad o de temperatura. Trabajos como el de Salinas-Vázquez [5] y Kumar [7] han servido de inspiración

ÍNDICE

para estudiar este tipo de perfiles de velocidad y temperatura. Sin embargo el principal aportación fue en describir de forma detallada el comportamiento de la turbulencia y sus interacciones con la transferencia de calor.

Otra de las motivaciones de este trabajo, es el retomar y complementar los trabajos previos de Salinas-Vázquez [4][5] y Magos [6], que han mostrado resultados muy claros para describir la física de la simulación numérico de un intercambiador de calor. Estos trabajos han servido como punto de referencia no sólo en los resultados que presentan, también han sido precursores sobre los detalles numéricos de la simulación y la misma metodología de solución salvando unos detalles que se presentarán en diversas secciones de este escrito.

Objetivos

Para demostrar la efectividad de este trabajo se deben cumplir una serie de objetivos específicos que se enlistan a continuación.

- Realizar un estudio comparativo del uso de diferentes arreglos de aletas helicoidales de un intercambiador de calor (banco de tubos), bajo las mismas condiciones físicas y numéricas. El hecho de que cada diseño de aletas trabaje con las mismas condiciones es fundamental para que los resultados obtenidos reflejen realmente la incidencia que tiene cada caso de aletas sobre el flujo estudiado.
- Integrar al código numérico diferentes parámetros para poder analizar diferentes perfiles termodinámicos, ya que los trabajos que anteceden de forma directa este estudio comparativo, el enfoque fue estrictamente hidrodinámico. Esta es la segunda motivación de mayor importancia, ya que la mayoría de los trabajos contienen un apartado especial para estudiar la termodinámica de la simulación.
- Obtener y analizar resultados señalar de forma clara las diferencias que presenta un flujo turbulento en los diferentes mediante explicaciones físicas ya sea de forma cualitativa o cuantitativa. Aunque estas explicaciones siempre deben partir de la física del fenómeno, también es importante hablar de los detalles numéricos de la simulación y como estos intervienen en los resultados.
- Presentar implicaciones sobre utilizar un diseño de aletas sobre otro, es decir que tipo de circunstancias pueden ser beneficiosas o perjudiciales el uso un diseño u otro. Esto es importante para el diseño de las aletas, ya que se tiene como no sólo se tiene como objetivo mejorar el rendimiento de las aletas, sino que se pueden establecer condiciones de trabajo u operación.
- Complementar y reafirmar los resultados hidrodinámicos de trabajos anteriores. De este modo también se puede corroborar la veracidad de los resultados presentados en este trabajo. Y en caso de encontrar discrepancias con los trabajos anteriores, justificar o refutar su existencia.

Este trabajo se direccionó en cumplir estos objetivos específicos. En el apartado resultados y conclusiones se explicará si estos objetivos fueron cumplidos de forma satisfactoria o si se presentaron limitaciones en su cumplimiento.

1. Introducción.

1.1. Trabajos previos.

Los intercambiadores de calor aletados han sido estudiados utilizando diferentes tipos de metodologías y parámetros. Diversos estudios experimentales y numéricos se han realizado con el objetivo de optimizar el funcionamiento de un intercambiador de calor. El efecto que tiene el uso de distintos arreglos de aletas ha sido ampliamente estudiado por diversos estudios comparativos, tanto de forma numérica y experimental, estos estudios comparativos muestran que cualquier cambio en la geometría de las aletas de un banco de tubos modificará significativamente las magnitudes del flujo, pero sin muchas diferencias en su comportamiento. La mayoría de los estudios concuerdan que un arreglo de aletas sea eficiente se debe alcanzar la mayor transferencia de calor posible en conjunto con la menor pérdida de presión en el flujo. [8][9][10], aunque hay otros estudios como el de Kumar[11] que no consideran los efectos hidrodinámicos en la eficiencia de las aletas.

Los trabajos experimentales de Kawaguchi [8][9] realizaron una comparación entre aletas lisas y aletas segmentadas, ambos arreglos eran aletas helicoidales. Y se encontró que las caídas de presión en las aletas lisas es mayor que en las aletas segmentadas, pero esto sólo aplica cuando el paso de aleta es pequeño. También pudieron observar que la transferencia de calor es mayor en las aletas serradas. Pongsoi [10][12] también comparó un arreglo de aleta lisa con un aleta serrada, sin embargo incluyó un análisis sobre los efectos que se presentan al variar el espacio entre las aletas, aunque el paso de aleta no tiene un impacto significativo en los factores de fricción, hay una mejor relación entre la transferencia de calor y las caídas de presión entre menor sea el paso de las aletas. Los estudios de Hofmann [13] [14] hicieron la comparación de un arreglo de aletas lisas y un arreglo de aletas segmentadas, sin embargo también analizaron los efectos de la forma en la que las aletas están unidas al tubo, por lo que en su trabajo utilizó aletas con unión tipo I , L y U . Hofmann concluyó que la transferencia de calor y pérdidas de presión el tipo de geometría se ven más afectadas por el tipo de geometría de la aleta más que por el tipo de unión que tiene la aleta con el tubo.

La gran mayoría de los estudios experimentales no son capaces de describir la hidrodinámica y termodinámica al interior de un intercambiador de calor y utilizan diferentes correlaciones para medir la transferencia de calor o las caídas de presión a lo largo de todo el intercambiador de calor. Otro de los principales problemas de los trabajos experimentales con bancos de tubos es que necesitan cubrir condiciones específicas para poder ser estudiados, tales como brindar el espacio suficiente para poder analizar un flujo completamente desarrollado, los instrumentos correctos para poder medir distintos

1.1. TRABAJOS PREVIOS.

parámetros como la transferencia de calor o las caídas de presión, son experimentos muy costosos y por último, la gran mayoría de los estudios experimentales no son capaces de describir la termodinámica e hidrodinámica al interior de un intercambiador de calor; son muy pocos casos en los que se puede medir de forma experimental el perfil de velocidades de un banco de tubos, tal y como lo presenta Simonin y Barcouda[15] o el trabajo de Papa [16]. Por lo que diversos grupos de investigadores han realizado diferentes simulaciones numéricas, bajo diferentes metodologías y parámetros. Martínez y et. tal. [1][2][3] han realizado múltiples estudios utilizando las ecuaciones promediadas de Reynolds (RANS) en conjunto con el modelo de turbulencia RNG $k - \epsilon$ para estudiar un flujo turbulento de aire que pasa por un arreglo de tubos con aletas serradas utilizando condiciones de frontera periódicas. M. Salinas-Vázquez [4][5] también utilizó condiciones de frontera periódicas, sólo que en su caso utilizó el modelo de turbulencia simulación de grandes escalas (LES). Ambos concluyeron que las condiciones de frontera periódicas son suficientes para estudiar un banco de tubos aletado.

Los estudios comparativos de Lemouedda y et. tal [17][18], utilizaron aletas segmentadas, pero con diferentes ángulos de ataque y cambiando el número de segmentaciones por periodo. La primera conclusión a la que llegaron fue que sí se modifica el ángulo de ataque de las aletas a ángulos mayores de 15° , resultará en un impacto negativo en la eficiencia del banco de tubos debido a que se generan grandes pérdidas de presión. Y la segunda conclusión a la que llegó su estudio es que entre más segmentada sea la aleta, mayor será la transferencia de calor. Por su parte, Real-Ramirez y et tal. [19] también analizaron un arreglo de aletas inclinadas, estas aletas cubrían los tubos en su totalidad ocasionaba que el flujo se estancará quedará atrapado en zonas cercanas a los tubos, ocasionando que las zonas de recirculación al interior en las interfases aleta-sólido, ocasionando que las zonas de recirculación, que se usualmente se generan en la parte trasera de los tubos, reduzcan considerablemente su tamaño. Hay otros estudios cuyo enfoque consiste en utilizar distintos tipos de las aletas helicoidales, Kumar y et. tal [11][7], utilizando OPEMFOAM, muestra que un arreglo de aletas corrugadas presenta caídas de presión más altas que una aleta lisa helicoidal (de un 60 % al 100 % mayor) o estas perdidas de presión sin más grandes que las de un arreglo de aletas segmentadas, también puede provocar un aumento del 20 % al 70 %. Otros trabajos realizaron cambios radicales en la geometría de las aletas, tal y como lo realiza Tahrouir [20], que llega usar arreglos excéntricos y aletas con forma de estrella, su trabajo llega a reafirmar lo que Kawaguchi [8][9], el cuál estableció que las aletas helicoidales segmentadas tienen el mejor desempeño, es decir, se llega a un mejor balance entre los efectos térmicos y las perdidas de presión.

1.2. INTERCAMBIADORES DE CALOR COMPACTOS.

También es importante considerar que estos cambios en la geometría de las aletas cambian el comportamiento del flujo entre aletas. Mon [21] estudió los efectos del flujo al cambiar el tamaño del espacio entre aletas, para arreglos alineados y escalonados, en donde observó mayores un mayor espesor de la capa límite entre mayor sea el espacio entre las aletas. Mientras que en el escrito de Pongsoi y et tal. [22], llegó a la conclusión de que sí hay efectos detectables en el factor de fricción entre mayor sea el espaciamiento entre aletas para números de Reynolds mayores que 6000. Lee [23] mediante las ecuaciones promediadas de Reynolds (RANS) y el modelo de turbulencia RNG $k - \epsilon$, estudió un arreglo de aletas helicoidales perforadas para estudiar los efectos turbulentos entre aletas, observando un incremento de magnitud en los valores rms en lugares cercanos a las perforaciones. Meng Yuan y et tal [24] realizó un estudio comparativo pero en vez de cambiar la geometría de las aletas estudiaron los vórtices que se forman alrededor de las aletas, para diferentes números de Reynolds y llegaron a la conclusión de que a pesar del espacio reducido que hay entre las aletas, la magnitud de los vórtices no necesariamente se incrementa conforme el flujo sea más turbulento.

No obstante la gran mayoría de estos estudios comparativos se realizaron con números Reynolds bajos (con valores mucho menores de 2×10^3). El estudio de Lemouedda [17] utilizó un rango de $600 \leq Re \leq 2600$. Incluso el estudio comparativo de Kumar [7] utilizan números de Reynolds entre 2500 y 4000. De los trabajos previos consultados, solamente el trabajo de Lee [23] se encargó de analizar diferentes parámetros turbulentos en un rango de $7150 \leq Re \leq 11440$. El objetivo de este trabajo es analizar la forma en la que la turbulencia puede incidir en el comportamiento de un flujo que pasa a través de un banco de tubos aletado. También es importante señalar que este trabajo es una continuación directa de lo que Salinas-Vázquez y et. tal. expusieron en [1][2][3][4][5] y del trabajo de Magos-Alba [6], utilizando la misma metodología de solución y casi las mismas características de la simulación numérica.

1.2. Intercambiadores de calor compactos.

Los intercambiadores de calor son dispositivos que permiten la transferencia de calor entre dos fluidos diferentes y son necesarios para disipar o incrementar la energía de un proceso. Son sistemas indispensables para el funcionamiento de muchos equipos y tienen una gran variedad de aplicaciones industriales o cotidianas. Existen diversos factores De operación que inciden en el funcionamiento de un intercambiador de calor, como la velocidad de entrada de los fluidos que ingresan, el coeficiente global de calor, la fricción presente debida a la interacción entre los tubos y el fluido (interfase sólido-fluido), también al tipo de formación que tienen los tubos o al tipo de aletas utilizadas las cuáles pueden

1.2. INTERCAMBIADORES DE CALOR COMPACTOS.

variar desde los materiales hasta por el tipo de geometrías. Todos estos parámetros son necesarios para el diseño y estudio de un intercambiador de calor.

Este presente trabajo hace énfasis en describir los intercambiadores de calor compactos, los cuáles son dispositivos que transfieren grandes cantidades de calor por área, en relación con el volumen que poseen, estos intercambiadores de calor tienen en su interior complejos arreglos de tubos con aletas o placas. Existen diferentes tipos de intercambiadores de calor compactos y son los siguientes:

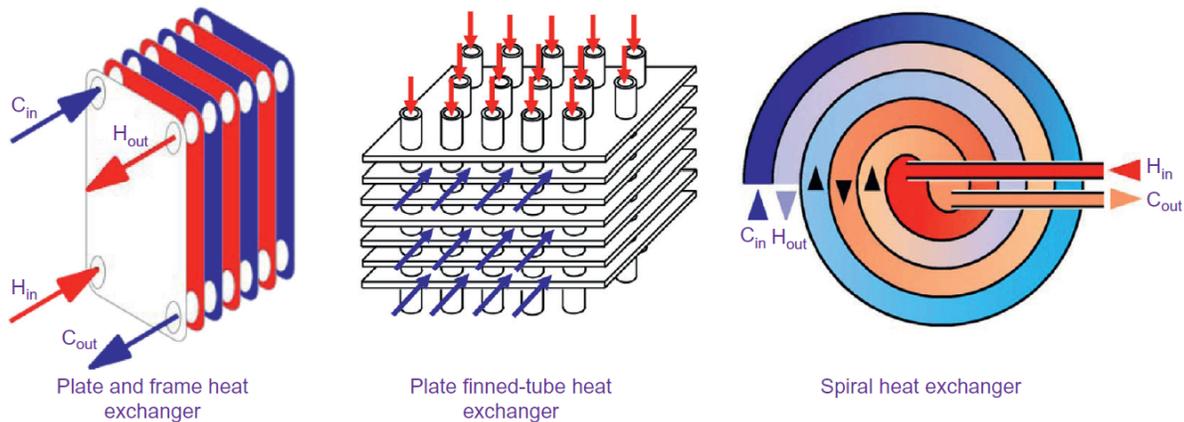


Figura 1: Diferentes tipo de intercambiadores de calor compactos, Intercambiador de calor de placa (Izquierda), Intercambiador de espiral (Derecha), Intercambiador de calor aletado (centro) (Extraído de [25]).

Intercambiadores de calor de placa:

Estos intercambiadores de calor en vez de utilizar un sistema de tuberías, el intercambio de calor se realiza mediante la circulación de dos flujos que pasan por una serie de placas metálicas. En las esquinas de las placas existen orificios que permiten la entrada y salida de los flujos. Aunque las placas estén compresas entre sí, entre placa y placa existe el espacio suficiente (canales) para que los fluidos circulen libremente. Para que garantizar la mayor transferencia de calor posible, los flujos circulan de forma alternada entre los canales, es decir, en el primer canal puede circular el flujo caliente y en el canal siguiente circula el flujo frío, así sucesivamente hasta el último canal. Estos dispositivos combinan la transferencia de calor de las placas que se mediante conducción y la transferencia de calor mediante convección la cuál es provocada al movimiento de ambos flujos a lo largo de sus respectivos trayectos.

1.2. INTERCAMBIADORES DE CALOR COMPACTOS.

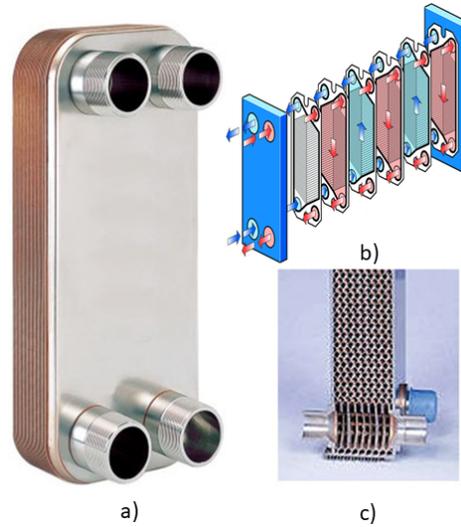


Figura 2: a) Intercambiador de calor compacto [26]. b) Esquema de flujos [27]. c) Corte longitudinal [26].

Intercambiadores de calor de espiral:

Consisten en un arreglo de un par de tubos enroscados o canales concéntricos, en ellos se hace fluir un flujo caliente y un flujo frío en contraflujo. Son altamente eficientes, ya que ocupan muy poco espacio y son baratos. Debido a que son intercambiadores que trabajan con esfuerzos cortantes altos se utilizan con fluidos que tienden a tener incrustaciones en las paredes. Son ampliamente utilizados para condensar o recalentar fluidos.

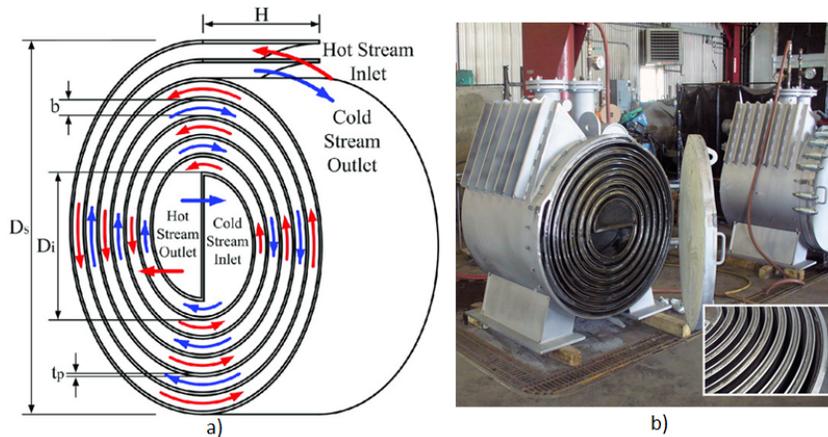


Figura 3: a) Esquema de flujos de un intercambiador de calor de espiral (Extraído de [28]). b) Intercambiador de calor de espiral. (Extraído de [29].)

1.3. TURBULENCIA.

Intercambiadores de calor aletados:

Estos intercambiadores de calor son los más utilizados en la industria y consisten en una serie de tuberías o canales rodeados por una coraza por la que un flujo secundario, circula alrededor de la tubería y al menos uno de los fluidos de trabajo en un intercambiador de calor aletado se trata de un gas. Los gases cuentan con coeficientes de compresibilidad pequeños y por lo que no requieren de grandes cantidades de espacio para expandirse o comprimirse. Son los más utilizados en la industria, debido a su flexibilidad en su diseño, así como su capacidad de permitir una amplia gama de temperaturas y presiones. Utilizan aletas como una medida auxiliar para la transferencia de calor. Las aletas son superficies extendidas, que mediante una combinación de conducción y convección, permiten la transferencia de calor de un dispositivo u equipo (bancos de tubos, circuitos eléctricos, etc.) hacia un fluido. Las aletas tienen una característica particular, la gran parte de la transferencia de calor que sucede en una aleta no depende tanto del material de la aleta (conductividad térmica), si no del efecto de la convección entre la aleta y el flujo. Por lo tanto la geometría de las aletas es un factor de mucha importancia, ya que la entre más contacto tenga la aleta con el fluido, mayor será la convección y por lo tanto mayor será la transferencia de calor.

Las aletas helicoidales son aletas que recorren el tubo a lo largo de una espiral. Este tipo de aletas se pueden unir de formas diferentes a los al tubo. Este tipo de unión puede ser en forma de L , U o directamente a los tubos [6]. En este trabajo se utiliza un tipo de unión empotrada aleta-tubo tal y como se ve en la figura.

1.3. Turbulencia.

Los flujos que se presentan en la naturaleza o en la ingeniería, casi siempre se tratan de flujos turbulentos, debido a esta situación, la turbulencia es un fenómeno muy importante para la gran mayoría de los casos de estudio. La turbulencia no es un fenómeno que se asocie al desorden o a las propiedades inherentes de un fluido, ya que un fluido no es turbulento por sí mismo, por lo tanto se trata de un conjunto de cualidades que presenta un flujo concreto, las cuales pueden ser cuantitativas o cualitativas. Dicho en términos simples, la dinámica de la turbulencia es función del flujo y requiere de varias características para poder describirla.

Irregularidades:

Los fluidos turbulentos parecen irregulares, caóticos e impredecibles al momento de estudiar las irregularidades que presentan en fluctuaciones en magnitudes como la velocidad, presión o la temperatura. Incluso estas fluctuaciones se manifiestan en flujos estacionarios. El uso de métodos estadísticos es indispensable para su estudio.

1.3. TURBULENCIA.

Vorticidad:

Todo flujo turbulento es rotacional ($\nabla \times \bar{v} \neq 0$), en todo el flujo existe la presencia de estructuras o vórtices coherentes y estos vórtices fluctúan y se deforman a lo largo del tiempo.

Difusividad:

El transporte de masa, cantidad de movimiento y energía se ven incrementados considerablemente por efecto de la turbulencia. Esto se debe a las fluctuaciones del movimiento turbulento. A nivel macroscópico las fluctuaciones producen efectos de mezcla similares a los efectos de mezcla difusivos.

Números de Reynolds elevados:

La turbulencia se origina debido a las inestabilidades que surgen en un flujo laminar. La turbulencia aparece cuando el número de Reynolds tiene números altos. El número de Reynolds es un número adimensional que permite relacionar las fuerzas inerciales de un flujo con respecto a sus fuerzas viscosas.

$$Re = \frac{\text{Fuerzas inerciales.}}{\text{Fuerzas viscosas.}} = \frac{\rho v D}{\mu} \quad (1.1)$$

No obstante, no existe un intervalo universal del número de Reynolds que aplique para todos los flujos. Si no que el valor efectivo del número de Reynolds para catalogar un flujo turbulento depende en gran medida de la configuración del flujo. Por ejemplo: Para que un flujo de aire sobre una placa sea considerado turbulento, se debe tener un Reynolds de aproximadamente 10^8 . Y en otro caso, ya sea en un flujo de aire que pasa alrededor de un banco de tubos que tiene más de diez filas, se considera que el flujo es turbulento si su número de Reynolds es encuentra entre un rango de 2000 y 40,000.

Disipación:

Los flujos turbulentos son siempre disipativos. Esto permite una mayor disipación de las propiedades de transporte del flujo. La turbulencia requiere un aporte continuo de energía para poder mantenerse y esta energía la extrae de la energía cinética del flujo y ayuda en la formación de vórtices o torbellinos. La cascada de Kolgomorov modela este aporte continuo de energía. La cascada de Kolgomorov en un modelo teórico que establece que la energía se transfiere de las escalas más grandes hacia las escalas pequeñas (más detalles en el capítulo). Para las simulaciones numéricas, los efectos disipativos de la turbulencia se tienen que modelar directamente bajo un modelo de turbulencia (RANS, LES, etc.).

La turbulencia es un fenómeno muy complejo, ya que los vórtices que se presentan en un flujo turbulento cuentan con escalas de tamaño muy dispares ya que van desde longitudes

1.4. FLUJO EXTERNO DE UN CILINDRO.

características (ya sea el diámetro de un tubo o el ancho de un canal) hasta las escalas más pequeñas de energía (mismo por está razón a los vórtices de un flujo turbulento también se les conoce como escalas). Estas características hacen que los flujos turbulentos presenten irregularidades o parezcan ser caóticos. Sin embargo gracias a las características antes mencionadas, en un flujo turbulento se puede encontrar estructuras coherentes o patrones de comportamiento muy concretos. En la figura 4, se bosqueja de forma gráfica diferentes flujos cortadura en regímenes turbulentos. Observe que cada uno de ellos contiene diferentes tipos de escalas o vórtices. Esto genera que la capa cortadura se comporte como una capa de mezcla.

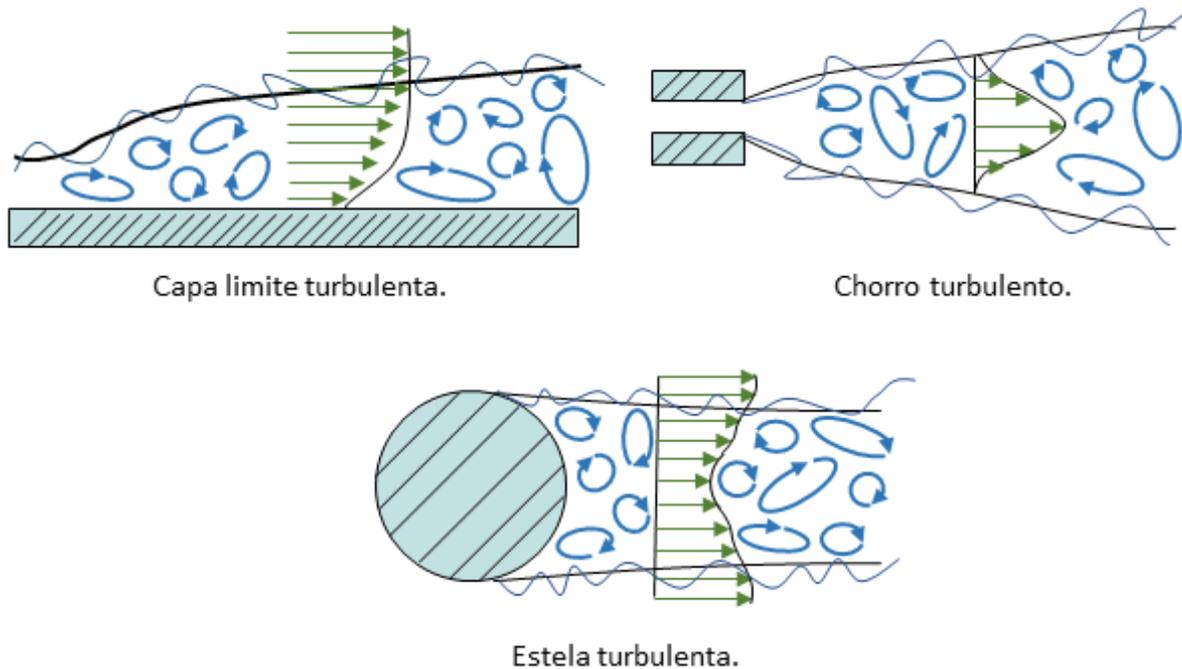


Figura 4: Flujo de cortadura.

1.4. Flujo externo de un cilindro.

En la figura 5 se ilustra un flujo que pasa a través de un cilindro de altura infinita es decir, los extremos del cilindro no inciden en el comportamiento del flujo. En primer lugar, el flujo choca en un punto del cilindro en dónde la velocidad de un fluido disminuye hasta detenerse por completo, a este lugar se le llama punto de estancamiento (1). Conforme el fluido comienza a circular alrededor del cilindro la velocidad se incrementa y alcanza un

1.5. BANCOS DE TUBOS.

valor máximo en el punto (2). Después de llegar al punto (2) el flujo empieza a separarse del borde del cilindro en el punto (3).

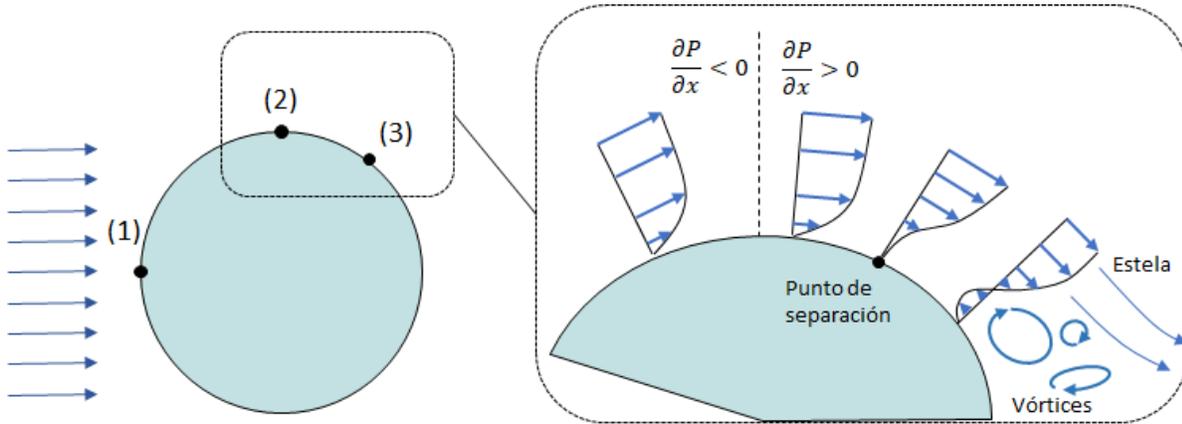


Figura 5: Flujo externo alrededor de un cilindro.

La ubicación del punto de separación depende de las características del flujo tal y como lo indica Anderson [30] y Blevins [31]. Cuando se trata de flujos con números bajos de Reynolds ($0 < Re < 4$) esta separación del flujo con el cilindro no ocurre, formando lo que se conoce como *el flujo de Stokes*. Para $4 < Re < 40$ se separa en la parte trasera del cilindro, formando dos vórtices simétricos. Cuando $Re > 40$, estos vórtices empiezan a fluctuar de tamaño, y existe el espacio suficiente, se va creando una estela de vórtices en la parte trasera del tubo creando *la calle de vórtices de Von Karman*. Conforme Re se va incrementando ($150 < Re < 3 \times 10^5$), la calle de vórtices de Von Karman se vuelve turbulenta y conforme el Reynolds aumenta ($150 < Re < 3 \times 10^5$), la calle de Von Karman se convierte en una sola estela desorganizada y turbulenta ($3 \times 10^5 < Re < 3 \times 10^6$). Cabe resaltar que los rangos de cada uno de los regímenes varía dependiendo de la fuente consultada. Los regímenes se puede apreciar mejor en la figura 6.

1.5. Bancos de tubos.

El estudio de los intercambiadores de calor no suele enfocarse en el comportamiento del flujo que circula en el interior de los tubos o en el flujo que circula alrededor de ellos, para el análisis de un ciclo de energía lo más importante son las condiciones termodinámicas en las que los fluidos entran y salen. Sin embargo, para el diseño de un intercambiador de calor es importante estudiar el comportamiento del fluido que circula a través de su banco de tubos. Un banco de tubos es un arreglo en dónde se estudia las interacciones

1.5. BANCOS DE TUBOS.

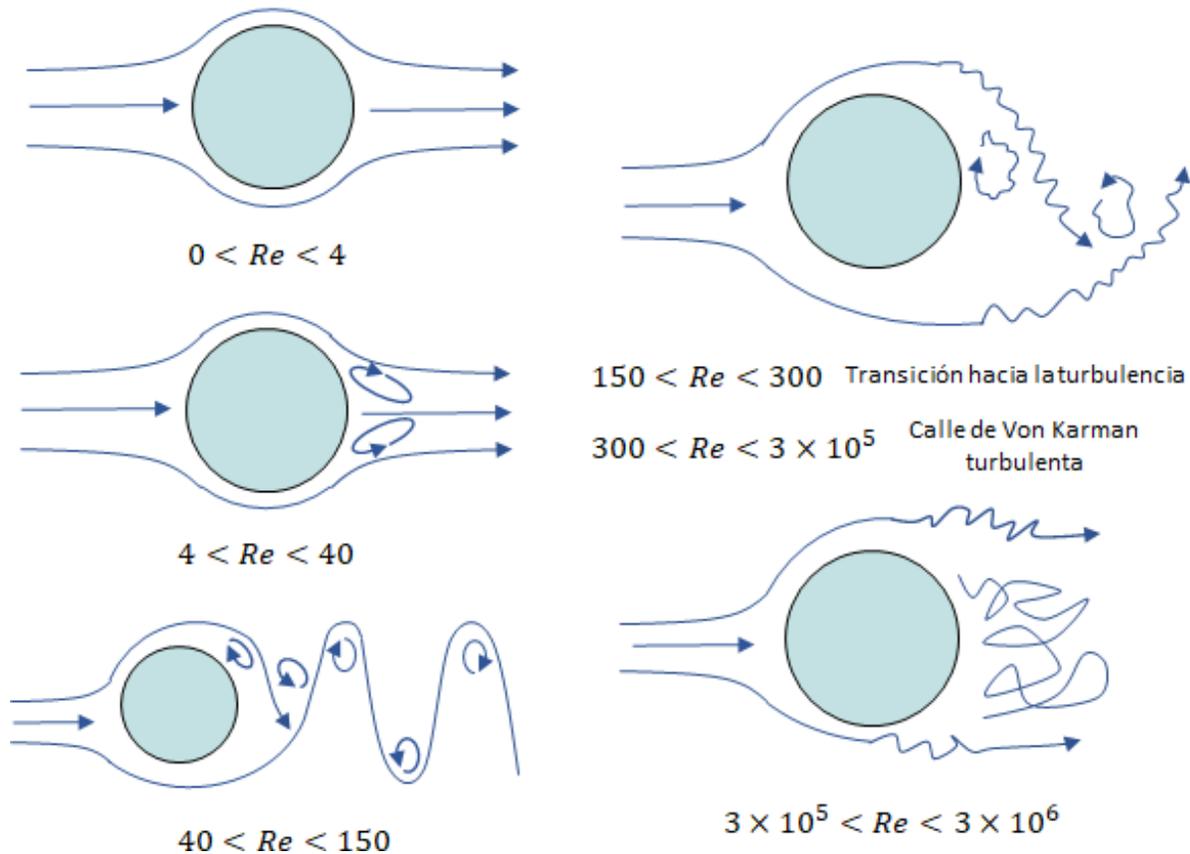


Figura 6: Diferentes regímenes de un flujo externo a través de un cilindro.

de un fluido que circula alrededor de una tubería mientras un segundo fluido, con una temperatura diferente, circula al interior de los tubos.

La transferencia de calor en un banco de tubos se da principalmente por convección. Por lo tanto, la manera en la que estén ordenados los tubos es un factor muy importante, ya que de esto dependerá en cómo se da la convección del banco de tubos. Las configuraciones de un banco de tubos pueden ser alineadas (Figura 8a.) o escalonadas (Figura 8b.). Las principales medidas que se toman en cuenta en un banco de tubos son el diámetro de los tubos y la separación transversal S_T y la separación longitudinal S_L , para el caso de los tubos escalonados hay una separación diagonal S_D , todos estos ajustes son medidos entre los centros de los tubos. Los efectos de la separación del flujo con respecto a los cilindros dependen directamente de la turbulencia del flujo, tal y como se vio para el caso de un sólo cilindro.

1.5. BANCOS DE TUBOS.

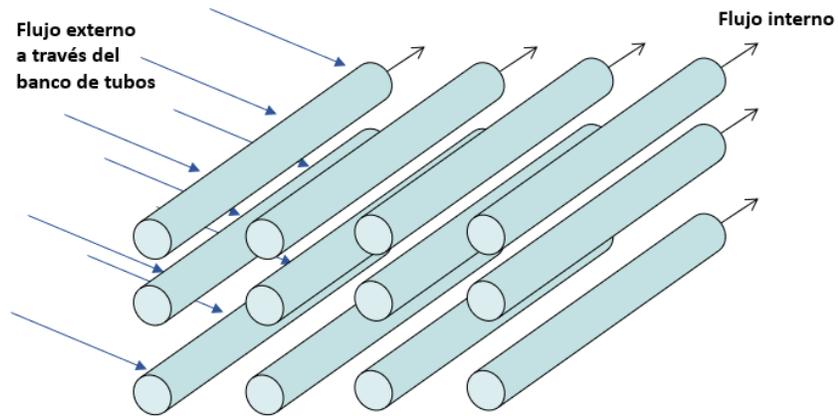


Figura 7: Esquema de un banco de tubos.

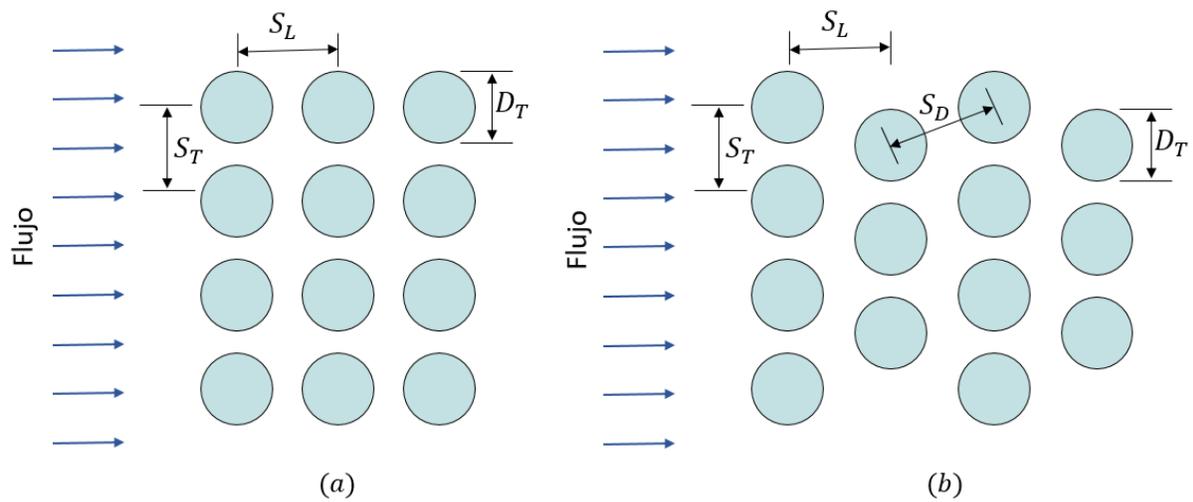


Figura 8: (a) Ajuste alineado. (b) Ajuste escalonado.

2. Ecuaciones Gobernantes.

2.1. Ecuaciones de estado.

Todas las simulaciones que se realizaron tienen en común el flujo compresible, el cuál se trata de una corriente de aire turbulento, que se estrella contra un banco de tubos ($Re = 16891$). Al ser un fluido gaseoso, su ecuación de estado se rige por la ley de los gases ideales, por lo tanto la presión estática del fluido esta dada por :

$$P = \rho RT \quad (2.1)$$

Dónde se tiene que la constante del gas ideal esta dada por $R = C_p - C_v$, dónde C_p y C_v son las capacidades térmicas a presión y volumen constante, respectivamente. En referencia a las capacidades térmicas, se tiene que el índice $\gamma = C_p/C_v$ es constante y con un valor de 1.4. También es importante resaltar otras propiedades, tales como el número de Prandtl $Pr = C_p\mu(T)/k(T)$, con un valor de 0.7. Así mismo la viscosidad está dada por la ley empírica de Sutherland:

$$\mu(T) = \mu(T_{ref}) \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{1/2} \frac{1 + S/T_{ref}}{1 + S/T} \quad (2.2)$$

Dónde se tiene una temperatura de referencia, T_{ref} . El valor S , se refiere a la constante de Sutherland; se trata de una temperatura media efectiva. La magnitud de todas las variables anteriores, son propiedades del gas.

2.2. Adimensionalización de las ecuaciones gobernantes

En este trabajo, se utilizan las ecuaciones gobernantes son las ecuaciones de conservación de materia, cantidad de movimiento y conservación de energía para un fluido compresible, en coordenadas cartesianas en su forma condensada, tal y cómo se muestra en la siguiente expresión:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial x_i} = \mathbf{S}_F \quad (2.3)$$

Dónde cada uno de los componentes del vector de velocidades $u_i = (u_1, u_2, u_3)$ corresponden a u, v, w ; respectivamente, ρe es la ecuación para calcular la energía de un gas ideal. \mathbf{U} y \mathbf{S}_F son vectores de cinco componentes, el vector \mathbf{U} es el vector que corresponde a

2.2. ADIMENSIONALIZACIÓN DE LAS ECUACIONES GOBERNANTES

las variables del flujo, y el vector S_F corresponde a los términos fuente del flujo, ambos están definidos por:

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho e)^T \quad (2.4)$$

$$\mathbf{S}_F = (0, f_s(t), 0, 0, U_b f_s(t) + f_T(t))^T \quad (2.5)$$

Dónde ρe hace referencia a la ecuación de estado del gas ideal y a la energía cinética del fluido:

$$\rho e = \rho c_v T + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2)^2 \quad (2.6)$$

Cabe resaltar que la ecuación 2.5 considera que los términos que implican flotación son despreciables, es decir, sus efectos que tienen sobre el flujo son muy pequeños en comparación a los términos convectivos. En este tipo de flujos con condiciones de frontera periódicas, en la dirección principal del flujo, es necesario incorporar un término fuente uniforme, $f_s(t)$ a la componente de la velocidad longitudinal, el cuál es función del tiempo y es necesario su incorporación para mantener la velocidad promedio del fluido constante. Algo similar aplica para la ecuación de la energía, sólo que su término fuente consiste en dos partes, La parte $U_b f_s(t)$ contrarresta la caída de presión en el dominio computacional mediante un gasto másico constante, sin este término el flujo disminuiría hasta detenerse por completo. La otra parte, el término fuente $f_T(t)$, es el encargado de que la temperatura promedio del fluido sea constante y sea aproximadamente igual a la temperatura de referencia. Esto se hace con el objeto de el dominio mantener la transferencia de calor en el dominio cuando el flujo alcance condiciones estacionarias.

Y en dónde F_i , representa los flujos que corresponden para cada componentes de x_i , $\forall_i \in 1, 2, 3$.

$$F_i = \begin{pmatrix} \rho u_i \\ \rho u_i u + p \delta_{i1} - 2\mu S_{i1} \\ \rho u_i v + p \delta_{i2} - 2\mu S_{i2} \\ \rho u_i w + p \delta_{i3} - 2\mu S_{i3} \\ (\rho e + P) u_i + 2\mu S_{ij} u_i - k \frac{\partial T}{\partial x_i} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

2.2. ADIMENSIONALIZACIÓN DE LAS ECUACIONES GOBERNANTES

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot u) \delta_{ij} \right) \quad (2.8)$$

La adimensionalización de las ecuaciones gobernantes tiene dos propósitos: el primero consiste en agrupar las variables que rigen el flujo en parámetros adimensionales, haciendo más evidente la manera en la que se relacionan las variables de la ecuación y poder cuantificar mucho mejor la relevancia de cada una. El segundo propósito es el poder trabajar ecuaciones de transporte la simulación sin importar escala de dimensiones. La adimensionalización de variables se realiza con el cociente de la variable entre un valor de referencia, el cual debe ser conocido, constante y diferente de cero:

$$x_A = x_{dim}/x_{ref} \quad (2.9)$$

$$y_A = y_{dim}/x_{ref} \quad (2.10)$$

$$z_A = z/x_{ref} \quad (2.11)$$

Los parámetros de referencia este trabajo, son el diámetro exterior de las aletas y la velocidad *bulk* (véase capítulo 4.4). Ambos parámetros al ser variables conocidas, constantes y diferentes de cero, son los más indicados para adimensionalizar las ecuaciones de gobierno.

$$x_{dim} = x_A x_{ref} = xD \quad (2.12)$$

$$u_{dim} = u_A u_{ref} = uU_b \quad (2.13)$$

Las demás componentes del vector velocidad también se encuentran adimensionalizadas por esta velocidad *bulk*. Variables como la presión, densidad, temperatura, viscosidad y conductividad térmica también se encuentran adimensionalizadas con respecto a valores

2.2. ADIMENSIONALIZACIÓN DE LAS ECUACIONES GOBERNANTES

atmosféricos (ρ_0, p_0, T_0) . Por lo que la ecuación 2.7 queda del siguiente modo:

$$F_i = \begin{pmatrix} \rho u_i \\ \rho u_i u + \frac{p_0}{\rho_0 U_b^2} p \delta_{i1} - \frac{\mu_0}{\rho_0 U_b D} 2\mu S_{i1} \\ \rho u_i v + \frac{p_0}{\rho_0 U_b^2} p \delta_{i2} - \frac{\mu_0}{\rho_0 U_b D} 2\mu S_{i2} \\ \rho u_i w + \frac{p_0}{\rho_0 U_b^2} p \delta_{i3} - \frac{\mu_0}{\rho_0 U_b D} 2\mu S_{i3} \\ (\rho e + P) u_i + \frac{U_b^2 \mu_0 D}{p_0 D^2 U_b} 2\mu S_{ij} u_i - \frac{\rho_0 k_0 T_0}{p_0 \rho_0 U_b D} k \frac{\partial T}{\partial x_i} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

El último paso consiste, en integrar números adimensionales a las ecuaciones de transporte. En el caso de las ecuaciones de cantidad de movimiento integramos el número de Reynolds, coeficiente adiabático y el número de Mach:

$$\frac{1}{Re} = \frac{\mu_0}{\rho_0 U_b D} \quad (2.15)$$

$$\frac{1}{\gamma M^2} = \frac{p_0}{\rho_0 U_b^2} \quad (2.16)$$

Para acompletar la adimensionalización de la ecuación de energía, se usa la ley del gas ideal (2.1), aparte se considera que la energía cinética en la expresión (2.6) es despreciable. Y por último se toma en cuenta que $R = c_p - c_v$, y el índice politrópico está dado por $\gamma = c_p/c_v$.

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{k}{Pr Re} = \left(\frac{c_p \mu_0}{c_p \mu_0} \right) \frac{\rho_0 k_0 T_0}{p_0 \rho_0 U_b D} \quad (2.17)$$

$$\frac{\gamma M^2}{Re} = \frac{U_b^2 \mu_0 D}{p_0 D^2 U_b} \quad (2.18)$$

Por lo que la ecuaciones gobernantes adimensionalizadas está dadas por la siguiente expresión:

$$F_i = \begin{pmatrix} \rho u_i \\ \rho u_i u + \frac{1}{\gamma M^2} p \delta_{i1} - \frac{\mu}{Re} S_{i1} \\ \rho u_i v + \frac{1}{\gamma M^2} p \delta_{i2} - \frac{\mu}{Re} S_{i2} \\ \rho u_i w + \frac{1}{\gamma M^2} p \delta_{i3} - \frac{\mu}{Re} S_{i3} \\ (\rho e + P) u_i + \frac{\gamma M^2}{Re} \mu S_{ij} u_i - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{k}{Pr Re} \frac{\partial T}{\partial x_i} \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

2.3. PROMEDIOS DE REYNOLDS Y FAVRE.

La viscosidad está dada por la ley empírica de Sutherland:

$$\mu(T) = \mu(T_{ref}) \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^2 \frac{1 + S/T_{ref}}{1 + S/T} \quad (2.20)$$

2.3. Promedios de Reynolds y Favre.

Desde los cálculos computacionales, no es posible hacer un análisis de un flujo turbulento con solo un perfil de velocidades dado por $u(x,y,z,t)$. Hay diferentes formas para caracterizar un flujo turbulento. En este trabajo se utilizará un análisis estadístico, el cuál consiste en caracterizar las velocidades del flujo en una parte media que no depende del tiempo y una parte fluctuante que varía conforme pasa el tiempo (ecuación 2.21), La figura 9 ilustra el comportamiento de un flujo laminar en contraposición de un flujo turbulento. La velocidad de un flujo turbulento siempre fluctúa de magnitud conforme el tiempo avanza, incluso cuando se llegan a condiciones estacionarias. Estas fluctuaciones en la velocidad del flujo es lo que caracteriza la turbulencia de un flujo. [32].

$$u = \bar{u} + u' \quad (2.21)$$

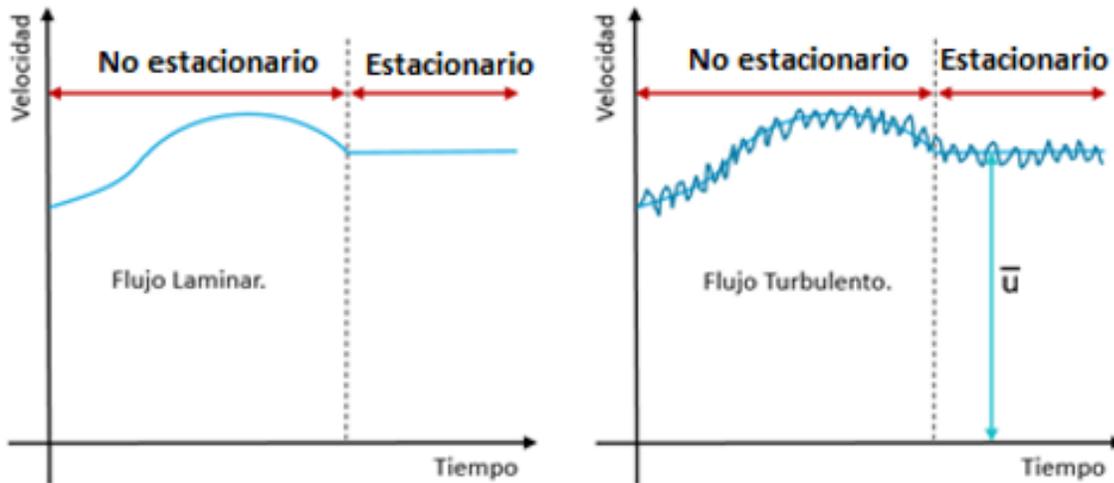


Figura 9: Comparación entre un flujo laminar y un flujo turbulento. Se puede apreciar que las turbulencias vienen determinadas por las fluctuaciones la magnitud de la velocidad del flujo.

Para realizar un análisis de la función $u(x,y,z,t)$, se calcula una velocidad promedio, la mediante la ecuación 2.22. Y después podemos definir a la fluctuación u' como la parte

2.3. PROMEDIOS DE REYNOLDS Y FAVRE.

del flujo que permanece cuando se le sustrae su media o promedio.

$$\bar{u}(\vec{x}, t) = \frac{1}{T} \int_{t_0+T}^{t_0+T} u dt \quad (2.22)$$

$$u' = u - \bar{u} \quad (2.23)$$

Pero en el caso de los estudios numéricos, al tener un número discreto de medidas (N) la integral es sustituida por una sumatoria, por lo que el promedio se calcula del siguiente modo:

$$\bar{u}(\vec{x}, t) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u_n(\vec{x}, t) \quad (2.24)$$

El promediado de una variable puede ser visto como un operador y al ser un operador lineal, tiene las siguientes propiedades:

$$\begin{aligned} \overline{u'} &= \overline{v'} = 0; & \overline{u+v} &= \bar{u} + \bar{v}; & \overline{uv} &= \bar{u}\bar{v} + \overline{u'v'}; \\ \overline{u\bar{v}} &= \overline{u\bar{v}}; & \overline{u'v} &= 0 & \bar{\bar{u}} &= \bar{u}; \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial s} &= \frac{\partial \bar{u}}{\partial s} & \int u ds &= \int \bar{u} ds & \nabla \cdot (\nabla u) &= \nabla \cdot (\nabla \bar{u}); \end{aligned} \quad (2.25)$$

Por definición, que el promedio de las fluctuaciones es nulo, es decir, $\overline{u'} = 0$. Por lo tanto, es posible caracterizar la magnitud de la fluctuación, mediante la media cuadrática de la fluctuación promedio:

$$\overline{u'^2} = \frac{1}{T} \int_{t_0+T}^{t_0+T} u'^2 dt \quad (2.26)$$

La media cuadrática de la variación u' se define como $u'_{rms} = (\overline{u'^2})^{1/2}$. Observe, que las ecuaciones (2.22) y (2.26) no dependen del tiempo de inicio t_0 , por lo tanto, las fluctuaciones son estadísticamente estacionarias. Y tomando en cuenta que $\overline{u\bar{u}} = \bar{u}\bar{u} + \overline{u'u'}$, la media cuadrática de la fluctuación se calcula como:

$$u'_{rms} = \sqrt{\overline{u^2} - \bar{u}^2} \quad (2.27)$$

La turbulencia no sólo afecta el valor de las velocidades, este es un fenómeno acoplado a las demás variables del flujo, por lo que también afecta las variables termodinámicas del

2.4. ENERGÍA CINÉTICA TURBULENTA.

flujo, tales como la temperatura o la presión por lo que estas variables tienen el mismo análisis estadístico:

$$T = \bar{T} + T' \quad (2.28)$$

$$P = \bar{P} + P' \quad (2.29)$$

Los flujos turbulentos tienen fluctuaciones no solo en sus valores de velocidad sino también presentan fluctuaciones de densidad, por lo tanto, las ecuaciones de transporte deben ser complementadas por una ecuación de estado. Para representar estas fluctuaciones, al igual que con los promedios de Reynolds, se utiliza la misma notación, en donde el valor de la densidad es igual a la suma de una densidad promedio más la fluctuación de la densidad. En las ecuaciones de transporte se presenta el producto ρu . Por lo que el promedio está dado por $\overline{\rho u} = \bar{\rho} \bar{u} + \overline{\rho' u'}$. Por lo que en las ecuaciones de transporte, se utilizan los promedios de Favre, los cuales consisten en el cociente del promedio de la densidad multiplicada por cualquier variable ϕ entre la densidad promedio, tal y como se muestra en la ecuación (2.30):

$$\tilde{\phi} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \int_{t_0}^{t_0+T} \rho \phi_i dt = \frac{\overline{\rho \phi}}{\bar{\rho}} \quad (2.30)$$

Dónde $\bar{\rho}$ corresponde a la densidad media de Reynolds. Los promedios de Favre se acoplan a las ecuaciones de transporte, tal y como se indica en la sección 2.6.

2.4. Energía Cinética Turbulenta.

La turbulencia es un fenómeno continuo, es gobernado por las ecuaciones de transporte y es posible establecer parámetros para medirla. Una de las magnitudes más importantes para el estudio de la turbulencia es la energía cinética turbulenta. Tal y como su nombre lo indica, la energía cinética turbulenta es la energía asociada a la conservación de la turbulencia existente en un flujo, en otras palabras, es un parámetro que nos permite medir la intensidad de la turbulencia de un flujo. Y se calcula de la siguiente forma [32]:

$$K = \frac{1}{2} [(u' u' + v' v' + w' w')] \quad (2.31)$$

Aunque esta expresión viene de un análisis más detallado de las ecuaciones de transporte, tal como lo indica López [33] con mayor detalle, la ecuación (2.31) hace una analogía

2.5. CRITERIO Q.

con la energía cinética convencional, sólo que en vez de medir la energía cinética de un cuerpo, se basa en la capacidad del flujo en mantener su turbulencia.

Recordando que los esfuerzos normales de Reynolds están dados por:

$$u'_{rms} = \sqrt{u' u'} \quad (2.32)$$

$$v'_{rms} = \sqrt{v' v'} \quad (2.33)$$

$$w'_{rms} = \sqrt{w' w'} \quad (2.34)$$

Tenemos que la energía cinética turbulenta esta dada por:

$$K = \frac{1}{2} [(u'_{rms})^2 + (v'_{rms})^2 + (w'_{rms})^2] \quad (2.35)$$

2.5. Criterio Q.

Existen distintas formas o metodologías para identificar los vórtices en un flujo, el utilizado en este trabajo es llamado como el criterio Q propuesto por Hunt y et tal [34] en 1988. Este criterio parte del tensor de gradiente de velocidad $D_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$. El gradiente de velocidad D_{ij} describe de forma matemática el movimiento de un fluido y al ser un tensor de segundo orden este puede ser segmentado en dos partes.

La parte simétrica del tensor gradiente de velocidad es el tensor rapidez de deformación S , el cuál se escribe de con la siguiente expresión:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (2.36)$$

Mientras que la parte antisimétrica del tensor gradiente de velocidad corresponde a la rotación del flujo, conocido como el tensor de vorticidad Ω :

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (2.37)$$

Y teniendo en cuenta que la ecuación característica de D_{ij} se define como:

$$\lambda^3 + P\lambda^2 + Q\lambda + R = 0 \quad (2.38)$$

2.6. SIMULACIÓN DE GRANDES ESCALAS.

Dónde P, Q y R son los tres invariantes del tensor gradiente de velocidad:

$$P = -tr(D) = -S_{ij} \quad (2.39)$$

$$Q = \frac{1}{2} (P^2 - tr(D)) = \frac{1}{2} \|\Omega\|^2 - \|S\|^2 \quad (2.40)$$

$$R = -der(D) \quad (2.41)$$

Por lo que el segundo invariante de la ecuación (2.38) se le conoce como el criterio Q. Cuando la magnitud de la vorticidad es mayor a la magnitud de la velocidad de deformación, los valores positivos del criterio Q permiten visualizar vórtices a través de estructuras tridimensionales (iso-superficies). Este método ya ha sido utilizado anteriormente por Magos [6] y ha mostrado ser un buen criterio para la detección de vórtices herradura. Ya que estos vórtices se generan cuando combinas dos efectos: Un flujo que pasa sobre una placa plana que choca de forma frontal con un cilindro.

2.6. Simulación de grandes escalas.

La cascada de Kolgomorov consiste en un modelo en dónde postula que la energía asociada a la turbulencia está conformada por el acoplamiento de vórtices de distintos tamaños, también conocidos como escalas. Las escalas de mayor tamaño transfieren energía a las escalas de menor tamaño, y del mismo modo, estos vórtices pequeños transfieren energía a otras escala aún más pequeños, creando el concepto de cascada de energía de Kolgomorov, dónde la energía provocada por la turbulencia se conserva. La gráfica de la cascada de Kolgomorov (Figura 10), está dada el tamaño de las escalas (η), y por el nivel de energía que se disipa (ε). La escala más pequeña en el sistema se le conoce como la escala de Kolgomorov y se representa con la letra k . Sin embargo, es muy importante considerar todas las escalas en la solución del flujo, ya que, de no ser así, la gráfica cascada de Kolgomorov presenta disparos de energía conforme las escalas van reduciendo de tamaño, lo cual no corresponde con la conservación de la energía turbulenta del flujo, por lo que es necesario utilizar un modelo de turbulencia.

El modelo de turbulencia con el que se trabajó fue el método de Simulación de Grandes Escalas, también conocido como Large Eddy Simulations (LES). Este proceso consiste en simular los vórtices o escalas, que sean lo suficientemente grandes a través de una función de viscosidad turbulenta, mientras, las escalas que sean pequeñas son descartadas, pero

2.6. SIMULACIÓN DE GRANDES ESCALAS.



Figura 10: Cascada de Kolgomorov.

afectan en el análisis estadístico de las grandes escalas. En las ecuaciones LES se aplica una función filtro espacial dada por $G_{\Delta}(x)$, con un tamaño de malla que está dado por $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$, donde Δy , Δx y Δz son los tamaños de malla para cada una de las tres direcciones. Este filtro $G_{\Delta}(x)$ elimina las escalas que sean más pequeñas que el tamaño de malla Δ . Para poder aplicar este filtro espacial se utiliza la convolución entre la función filtro, y entre cualquier función $f(x, t)$ del flujo, donde f puede ser una función de velocidad u o de temperatura T . Tal y como lo muestran Comte y Lesieur [35].

$$\bar{f} = \int f(y, t) G_{\Delta}(x - y) dy \quad (2.42)$$

Después de aplicar el filtro, las ecuaciones de Navier-Stokes la siguiente forma:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.43)$$

Acompañadas por las siguientes ecuaciones de estado:

$$\bar{\rho e} = \bar{\rho} c_v T + \frac{1}{2} \overline{\rho(u^2 + v^2 + w^2)} \quad (2.44)$$

$$\bar{p} = \overline{\rho R T} \quad (2.45)$$

2.6. SIMULACIÓN DE GRANDES ESCALAS.

Dónde \bar{F}_i corresponde a:

$$\bar{\mathbf{F}}_i = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \bar{u}_i \\ \overline{\rho u_i u} + \bar{p} \delta_{i1} - \overline{\mu S_{i1}} \\ \overline{\rho u_i v} + \bar{p} \delta_{i2} - \overline{\mu S_{i2}} \\ \overline{\rho u_i w} + \bar{p} \delta_{i3} - \overline{\mu S_{i3}} \\ \overline{(\rho e + p) u_i} - \overline{\mu S_{ij} u_i} - k \frac{\partial T}{\partial x_i} \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

En la submalla del dominio, se inserta un tensor de esfuerzos cortantes \mathcal{T}_{ij} definido por:

$$\mathcal{T}_{ij} = -\overline{\rho u_i u_j} + \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad (2.47)$$

Para poder cerrar su parte deviatoria, utilizamos la ayuda de un coeficiente de viscosidad turbulenta $\nu_t(\mathbf{x}, t)$ para $i \neq j$:

$$-\overline{\rho u_i u_j} \simeq -\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \bar{\rho} \nu_t \tilde{S}_{ij} \quad (2.48)$$

Sin embargo, el tensor de esfuerzos \mathcal{T}_{ij} se inserta en la ecuación 2.46. en su forma dividida (una parte isotrópica y otra deviatoria), (ecuación (2.47)).

$$\mathcal{T}_{ij} = \mathcal{T}_{ij} - \frac{1}{3} \mathcal{T}_{ll} \delta_{ij} + \frac{1}{3} \mathcal{T}_{ll} \delta_{ij} \quad (2.49)$$

Se acoplan los promedios de Favre a las ecuaciones de transporte, se usan, los promedios de Favre de la velocidad, $\tilde{u}_i = \overline{\rho u_i} / \bar{\rho}$, y de la energía, $\tilde{e} = \overline{\rho e} / \bar{\rho}$. Por lo tanto \mathbf{F}_i , \mathbf{U} y $\bar{\rho e}$ se reescriben:

$$\bar{\mathbf{F}}_i = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \tilde{u}_i \\ \overline{\rho \tilde{u}_i \tilde{u}} + \left(\bar{p} - \frac{1}{3} \mathcal{T}_{ll}\right) \delta_{i1} - \tau_{i1} - \overline{\mu S_{i1}} \\ \overline{\rho \tilde{u}_i \tilde{v}} + \left(\bar{p} - \frac{1}{3} \mathcal{T}_{ll}\right) \delta_{i2} - \tau_{i2} - \overline{\mu S_{i2}} \\ \overline{\rho \tilde{u}_i \tilde{w}} + \left(\bar{p} - \frac{1}{3} \mathcal{T}_{ll}\right) \delta_{i3} - \tau_{i3} - \overline{\mu S_{i3}} \\ \overline{(\rho e + p) u_i} - \overline{\mu S_{ij} u_i} - k \frac{\partial T}{\partial x_i} \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

$$\bar{\mathbf{U}} = (\bar{\rho}, \bar{\rho} \tilde{u}, \bar{\rho} \tilde{v}, \bar{\rho} \tilde{w}, \bar{\rho} \tilde{e})^T \quad (2.51)$$

$$\bar{\rho e} = \bar{\rho} c_v \tilde{T} + \frac{1}{2} \bar{\rho} (\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2 + \tilde{w}^2) - \frac{1}{2} \mathcal{T}_{ll} \quad (2.52)$$

2.6. SIMULACIÓN DE GRANDES ESCALAS.

Ya con el tensor \mathcal{T}_{ij} y los promedios de Favre, acoplados a la ecuaciones de transporte. Introducimos asociamos los términos de las ecuaciones (2.50) y (2.51) para introducir una macro presión ϖ [36].

$$\varpi = \bar{p} - \frac{1}{3}\mathcal{T}_{ll} \quad (2.53)$$

Y una *macrotemperatura* ϑ :

$$\varpi = \tilde{T} - \frac{1}{2c_v\bar{p}}\mathcal{T}_{ll} \quad (2.54)$$

Por lo que la ecuación de la energía se escribe como:

$$\bar{\rho}\bar{e} = \bar{\rho}c_v\vartheta + \frac{1}{2}\bar{\rho}(\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2 + \tilde{w}^2) \quad (2.55)$$

La macro presión en función de la macro temperatura está dada por:

$$\varpi = \bar{\rho}c_v\vartheta + \left(\frac{R}{2c_v} - \frac{1}{3}\right)\mathcal{T}_{ll} = \bar{\rho}c_v\vartheta + \frac{3\gamma - 5}{6}\mathcal{T}_{ll} \quad (2.56)$$

Y tal y como indican Erlebacher G. et tal [37], el tensor T_{ij} depende del número de Mach y del coeficiente adiabático ($T_{ij} = \gamma M^2 \bar{p}$), en dónde se esperan ver números de Mach muy pequeños. Por lo que a comparación de los efectos que tiene la macro temperatura, los efectos del tensor T_{ij} son despreciables. Por lo que es posible asumir que:

$$\varpi \simeq \bar{\rho}c_v\vartheta \quad (2.57)$$

Entonces, los flujos se modelan de la siguiente forma:

$$\bar{\mathbf{F}}_i = \begin{pmatrix} \bar{\rho}\tilde{u}_i \\ \bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u} + \varpi\delta_{i1} - \tau_{i1} - \mu\tilde{S}_{i1} \\ \bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{v} + \varpi\delta_{i2} - \tau_{i2} - \mu\tilde{S}_{i2} \\ \bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{w} + \varpi\delta_{i3} - \tau_{i3} - \mu\tilde{S}_{i3} \\ (\bar{\rho}\tilde{e} + \varpi)\tilde{u}_i - Q_i - \mu\tilde{S}_{ij}\tilde{u}_i - k\frac{\partial\vartheta}{\partial x_i} \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

El sistema es cerrado con la ayuda de una viscosidad turbulenta y un modelo de difusividad:

$$\tau_{ij} \simeq \bar{\rho}\nu_t\tilde{S}_{ij} \quad (2.59)$$

2.6. SIMULACIÓN DE GRANDES ESCALAS.

$$Q_i \simeq \bar{\rho} \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \vartheta}{\partial x_i} \quad (2.60)$$

Finalmente los flujos quedan de la siguiente forma:

$$\bar{\mathbf{F}}_i = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \tilde{u}_i \\ \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u} + \varpi \delta_{i1} - (\bar{\rho} \nu_t + \mu) \tilde{S}_{i1} \\ \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{v} + \varpi \delta_{i2} - (\bar{\rho} \nu_t + \mu) \tilde{S}_{i2} \\ \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{w} + \varpi \delta_{i3} - (\bar{\rho} \nu_t + \mu) \tilde{S}_{i3} \\ (\bar{\rho} \tilde{e} + \varpi) \tilde{u}_i - \bar{\rho} \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \vartheta}{\partial x_i} - \mu \tilde{S}_{ij} \tilde{u}_i - k \frac{\partial \vartheta}{\partial x_i} \end{pmatrix} \quad (2.61)$$

En dónde la viscosidad turbulenta está dada por el modelo de Smagorinsky:

$$\nu_t(x, t) = 0.105 C_k^{-3/2} \Delta [\widetilde{F}_2(x, \Delta, t)]^{1/2} \quad (2.62)$$

Dónde $C_k = 1.4$ es el valor de la constante de Kolgomorov. $\widetilde{F}_2(x, \Delta, t)$ es la función de estructura de segundo orden del campo resuelto de velocidades \tilde{u} en la escala Δ

$$\widetilde{F}_2(x, \Delta, t) = \langle \|\tilde{u}(x+r, t) - \tilde{u}(x, t)\|^2 \rangle_{\|r\|=\Delta} \quad (2.63)$$

3. Método de Solución.

3.1. Ecuaciones en coordenadas generalizadas.

Utilizando el método de diferencias finitas, el código numérico utiliza coordenadas generalizadas de Fletcher. Se utiliza una matriz jacobiana para transformar geometrías complejas con mallas irregulares en el espacio físico, a geometrías más simples con mallas uniformes en el espacio computacional. Por lo tanto, la solución que parte de un sistema de coordenadas cartesiano (x, y, z) , pasa a ser resuelta a un sistema de coordenadas generalizado (ξ_1, ξ_2, ξ_3) en dónde las ecuaciones son resueltas con mayor facilidad [38]. Las coordenadas generalizadas quedan en función de las coordenadas cartesianas del dominio físico.

$$\xi_1 = \xi_1(x, y, z), \quad \xi_2 = \xi_2(x, y, z), \quad \xi_3 = \xi_3(x, y, z) \quad (3.1)$$

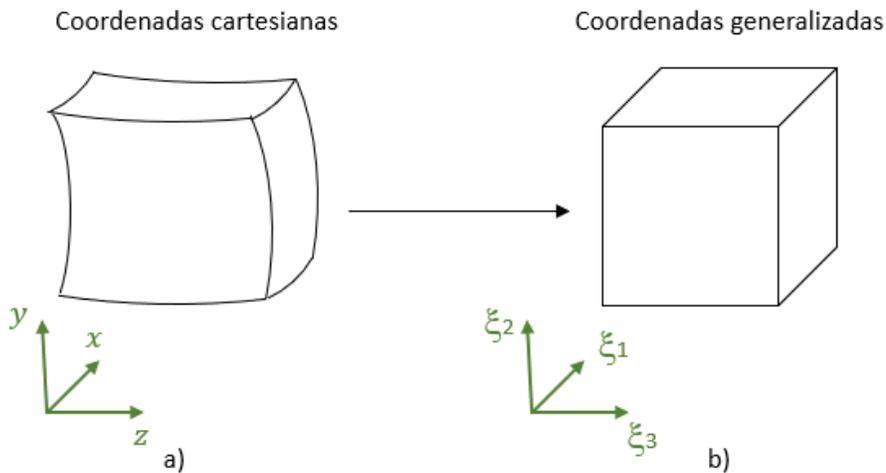


Figura 11: Correspondencia entre el dominio físico y el dominio computacional. a) Dominio Físico b) Dominio Computacional.

Dadas las relaciones entre las coordenadas de cartesianas y coordenadas generalizadas, las ecuaciones de transporte compresibles en coordenadas cartesianas [ecuación (5.9)], pueden ser transformadas en términos de ecuaciones que contengan derivadas parciales con respecto a las coordenadas generalizadas, $\partial x_i / \partial \xi_j$. Tal y como lo indican las ecuaciones (5.10) y (5.11).

3.2. ESQUEMA NUMÉRICO.

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}_1}{x_1} + \frac{\partial \bar{F}_2}{x_2} + \frac{\partial \bar{F}_3}{x_3} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{F}}{\xi_1} + \frac{\partial \hat{G}}{\xi_2} + \frac{\partial \hat{H}}{\xi_3} = \hat{S} \quad (3.3)$$

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\partial \hat{U}}{\partial t} \\ \frac{1}{J} \left[\left(\frac{\partial \xi_1}{\partial x_1} \mathbf{F} \right) + \left(\frac{\partial \xi_1}{\partial x_2} \mathbf{G} \right) + \left(\frac{\partial \xi_1}{\partial x_3} \mathbf{H} \right) \right] \\ \frac{1}{J} \left[\left(\frac{\partial \xi_2}{\partial x_1} \mathbf{F} \right) + \left(\frac{\partial \xi_2}{\partial x_2} \mathbf{G} \right) + \left(\frac{\partial \xi_2}{\partial x_3} \mathbf{H} \right) \right] \\ \frac{1}{J} \left[\left(\frac{\partial \xi_3}{\partial x_1} \mathbf{F} \right) + \left(\frac{\partial \xi_3}{\partial x_2} \mathbf{G} \right) + \left(\frac{\partial \xi_3}{\partial x_3} \mathbf{H} \right) \right] \\ \hat{S} = \frac{1}{J} \end{array} \right\} \quad (3.4)$$

En dónde J es el determinante la matriz jacobiana $\partial x_i / \partial \xi_j$. Dónde \mathbf{F} , \mathbf{G} y \mathbf{H} corresponden a los flujos en cada una de las direcciones del dominio.

3.2. Esquema numérico.

Para resolver el código se utilizó el esquema explícito de McCormack, de segundo orden en el tiempo y cuarto orden en el espacio, tal y como lo utiliza Salinas-Vázquez [39] y Gottlieb [40]. Este sistema numérico consiste en dos partes. Una correctora (parte delantera) y otra predictor (parte trasera).

Predictor:

$$U_j^{(1)} = U_j^{(n)} + \frac{1}{6} \lambda \left(-f_{j+2}^{(n)} + 8 f_{j+1}^{(n)} + 7 f_j^{(n)} \right) + (\delta t) S_j^{(n)} \quad (3.5)$$

Corrector:

$$U_j^{(n+1)} = \frac{1}{2} \left(U_j^{(1)} + U_j^{(n)} \right) + \frac{1}{12} \lambda \left(-f_{j-2}^{(1)} + 8 f_{j-1}^{(1)} + 7 f_j^{(1)} \right) + (\delta t) S_j^{(1)} \quad (3.6)$$

Los índices (n) , $(n+1)$ y (1) son valores de la función U en el instante t , para la parte

3.3. FRONTERAS INMERSAS.

correctora se utiliza un sub-paso de tiempo dado por el instante $t + \delta t$. La fórmula generalizada para tres dimensiones se escribe de la siguiente forma [41]:

Predictor:

$$\begin{aligned}
 U_{i,j,k}^1 &= U_{i,j,k}^n + J_{i,j,k}^p \left[\frac{\Delta t}{\Delta \xi_1} \left[\frac{7}{6} \left(\hat{F}_{i+1,j,k}^n + \hat{F}_{i,j,k}^n \right) - \frac{1}{6} \left(\hat{F}_{i+2,j,k}^n + \hat{F}_{i+1,j,k}^n \right) \right] \right] \\
 &+ J_{i,j,k}^p \left[\frac{\Delta t}{\Delta \xi_2} \left[\frac{7}{6} \left(\hat{G}_{i+1,j,k}^n + \hat{G}_{i,j,k}^n \right) - \frac{1}{6} \left(\hat{G}_{i+2,j,k}^n + \hat{G}_{i+1,j,k}^n \right) \right] \right] \\
 &+ J_{i,j,k}^p \left[\frac{\Delta t}{\Delta \xi_3} \left[\frac{7}{6} \left(\hat{G}_{i+1,j,k}^n + \hat{G}_{i,j,k}^n \right) - \frac{1}{6} \left(\hat{G}_{i+2,j,k}^n + \hat{G}_{i+1,j,k}^n \right) \right] \right] \quad (3.7)
 \end{aligned}$$

Corrector:

$$\begin{aligned}
 U_{i,j,k}^{n+1} &= \frac{1}{2} [U_{i,j,k}^1 + U_{i,j,k}^n] \\
 &- \frac{1}{2} J_{i,j,k}^c \left[\frac{\Delta t}{\Delta \xi_1} \left[\frac{7}{6} \left(\hat{F}_{i,j,k}^1 - \hat{F}_{i-,j,k}^1 \right) - \frac{1}{6} \left(\hat{F}_{i-1,j,k}^1 + \hat{F}_{i-2,j,k}^1 \right) \right] \right] \\
 &- \frac{1}{2} J_{i,j,k}^c \left[\frac{\Delta t}{\Delta \xi_2} \left[\frac{7}{6} \left(\hat{G}_{i,j,k}^1 - \hat{G}_{i-,j,k}^1 \right) - \frac{1}{6} \left(\hat{G}_{i-1,j,k}^1 + \hat{G}_{i-2,j,k}^1 \right) \right] \right] \\
 &- \frac{1}{2} J_{i,j,k}^c \left[\frac{\Delta t}{\Delta \xi_3} \left[\frac{7}{6} \left(\hat{G}_{i,j,k}^1 - \hat{G}_{i-,j,k}^1 \right) - \frac{1}{6} \left(\hat{G}_{i-1,j,k}^1 + \hat{G}_{i-2,j,k}^1 \right) \right] \right] \quad (3.8)
 \end{aligned}$$

Dónde J^C y J^P son los determinantes de la matriz jacobiana para la parte delantera y trasera del esquema numérico.

3.3. Fronteras inmersas.

Este tipo de geometrías complejas en las aletas son generadas utilizando software de diseño bajo un formato STL, esta geometría es transferida al dominio computacional como fronteras inmersas. Las fronteras inmersas son barreras, que permiten la creación de zonas en donde el flujo no circula o no tiene acceso, esto permite introducir cuerpos sólidos dentro un flujo. También se utilizan para poder simular geometrías complejas al interior de la malla. Si se trata de representar un cuerpo curvilíneo en un espacio cartesiano, no podrá ser representado correctamente, porque la superficie del cuerpo sólido tendría una consistencia escalonada (Figura 12a). Por lo que el tamaño de malla se tiene que refinar aún más, para que la superficie del cuerpo sea la adecuada (Figura 12b).

3.3. FRONTERAS INMERSAS.

No obstante, esto provocaría un incremento significativo en el tiempo cálculo y de memoria para los cálculos. Por lo que se utilizó un método diferente. Tal y como lo indica Salinas-Vázquez[4], el procedimiento consiste bloquear los nodos que pertenezcan al cuerpo sólido, al asignarles un valor fijo, para el caso de la velocidad se asigna una velocidad nula y para la temperatura se asigna una temperatura de referencia. Sin embargo en vez de refinar la malla para atenuar los escalonamientos de la pared del sólido, el valor de los nodos vecinos a la superficie se obtiene mediante una interpolación entre los nodos bloqueados (sólido) y los nodos libres (fluido). A estos nodos interpolados se les conoce como *nodos fantasma*.

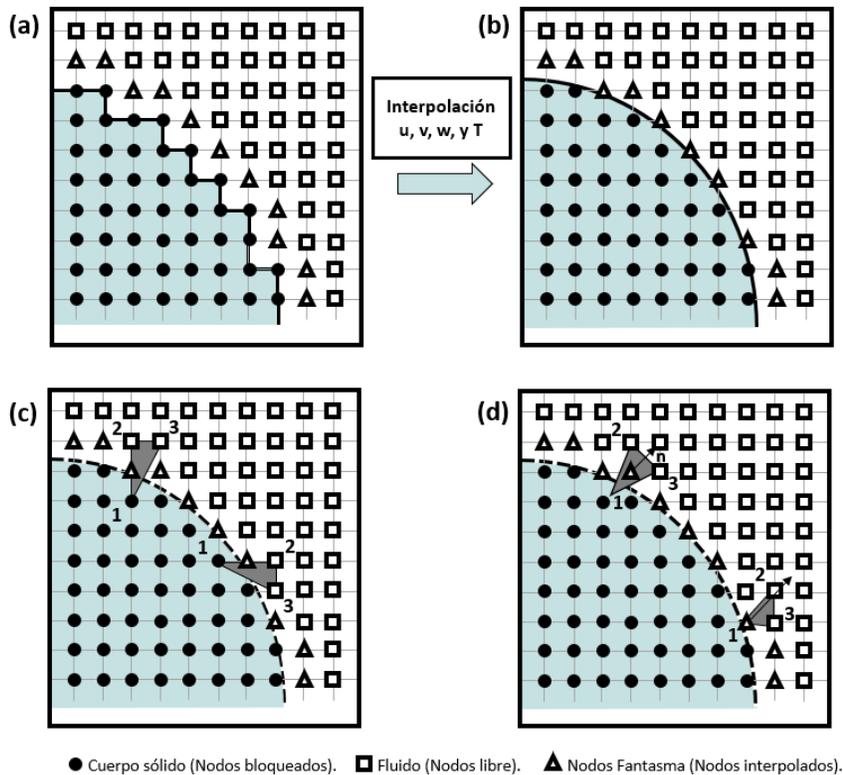


Figura 12: Fronteras inmersas y esquemas de interpolación.

Dos esquemas son utilizados para realizar esta interpolación. El primer esquema utiliza tres nodos, toma un nodo dentro del sólido y dos nodos fuera del sólido (Figura 12c). De este modo, el nodo fantasma queda definido dentro del triángulo conformado por los tres nodos. Este esquema es utilizado para interpolar los valores de presión y densidad. El segundo esquema utiliza un procedimiento similar, con la excepción de que los valores

3.3. FRONTERAS INMERSAS.

dentro del cuerpo pertenecen a la superficie del cuerpo, y el nodo fantasma es vinculado mediante una línea normal a la superficie (Figura 12d), este segundo esquema de interpolación se utiliza para calcular los componentes de la velocidad. Ambos esquemas de interpolación están validados por Salinas-Vazquez [4]:

$$\phi = b_1 + b_2x + b_3y \quad (3.9)$$

Dónde ϕ es el valor de la variable en el nodo fantasma, los valores b son los coeficientes, y las coordenadas espaciales del nodo fantasma están dadas por (x, y) . Los coeficientes son obtenidos con las coordenadas de los puntos del esquema $(x_i - y_i, \forall_i = 1, 2, 3)$ y el valor de sus variables $(\phi_i, \forall_i = 1, 2, 3)$.

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 1 & x_3 & y_3 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

Los valores del vector velocidad, son nulos en el sólido ($u_i = 0$) y la temperatura del tubo se mantiene constante, con un valor 40 % más grande que la temperatura de referencia, es decir, $T_{tubo} = 1.4$. La presión se calcula de forma diferente y se calcula en el la siguiente subsección.

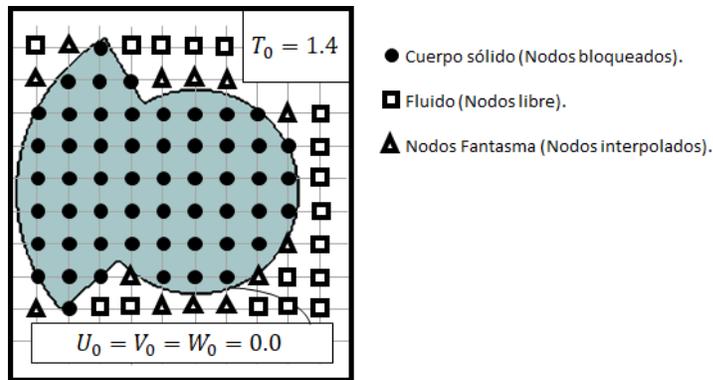


Figura 13: Valores de las fronteras inmersas del dominio.

3.4. Método Level-Set.

Sin embargo, para obtener los valores de la presión en el cuerpo sólido, se utilizan las funciones level-set, la cual toma un valor negativo dentro del sólido (zona bloqueada) y un valor positivo fuera del sólido (zona del fluido). El cuerpo sólido fue creado imponiendo condiciones constantes tales como velocidades nulas y temperatura constante en las zonas de los nodos bloqueados.

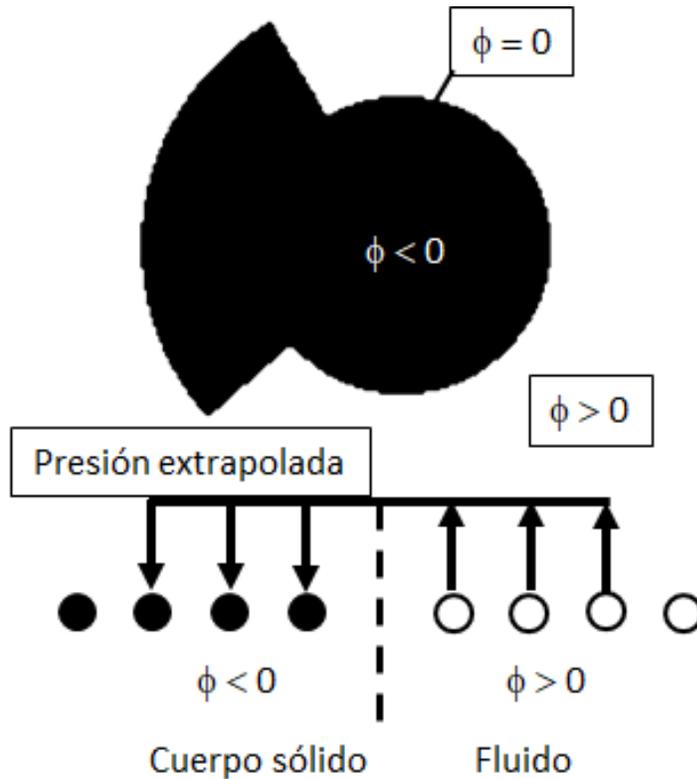


Figura 14: Extrapolación de la presión mediante funciones level-set.

La presión es extrapolada del fluido al sólido, lo que permitió un gradiente de presión nulo en cualquier muro del sólido, $\frac{\partial p}{\partial \vec{n}} |_{\phi(\vec{x})=0}$. Esta extrapolación es obtenida de la siguiente ecuación de advección:

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} + \vec{n} \cdot \vec{\nabla} p = 0 \quad (3.11)$$

3.4. MÉTODO LEVEL-SET.

Dónde \vec{n} es el vector normal en cada sólido para cada punto de la malla del cuerpo sólido.

$$\vec{n} = \frac{\vec{\nabla}\phi}{|\vec{\nabla}\phi|} \quad (3.12)$$

La variable τ no corresponde a un tiempo físico y es función del tamaño de malla ($\tau \propto \min(\delta x, \delta y, \delta z)$). El signo positivo de la ecuación (3.11) se debe a la dirección de la propagación de la presión la cuál debe ser del fluido (ϕ) hacia el sólido ($-\phi$). La ecuación 3.11 se resuelve mediante un esquema Runge-Kutta TVD (Total Variation Diminishing) de tercer orden en el tiempo y un esquema WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) de quinto orden para la discretización espacial. La extrapolación de la presión se realiza para cada paso de tiempo físico, t (2.3).

4. Características de la simulación

4.1. Geometría de las Aletas

Se utiliza un tubo aletado con diámetro interior $D_T = 44$ [mm]. Todas las aletas son helicoidales, y cada una de ellas cuenta con un diámetro de aleta $D_0 = 88.9$ [mm], siendo esta la longitud de referencia de la simulación. Se analizan cuatro arreglos, cada uno con diferente profundidad de muesca l_s diferente, tal y como se observa en la Figura 15, provocando que haya una mayor separación angular entre aletas, conforme l_s sea más grande. Las medidas de cada arreglo se pueden observar en la Figura 1. Al ser un estudio comparativo, se utiliza en cada geometría utilizada el mismo número de Reynolds, las mismas condiciones iniciales y de frontera.

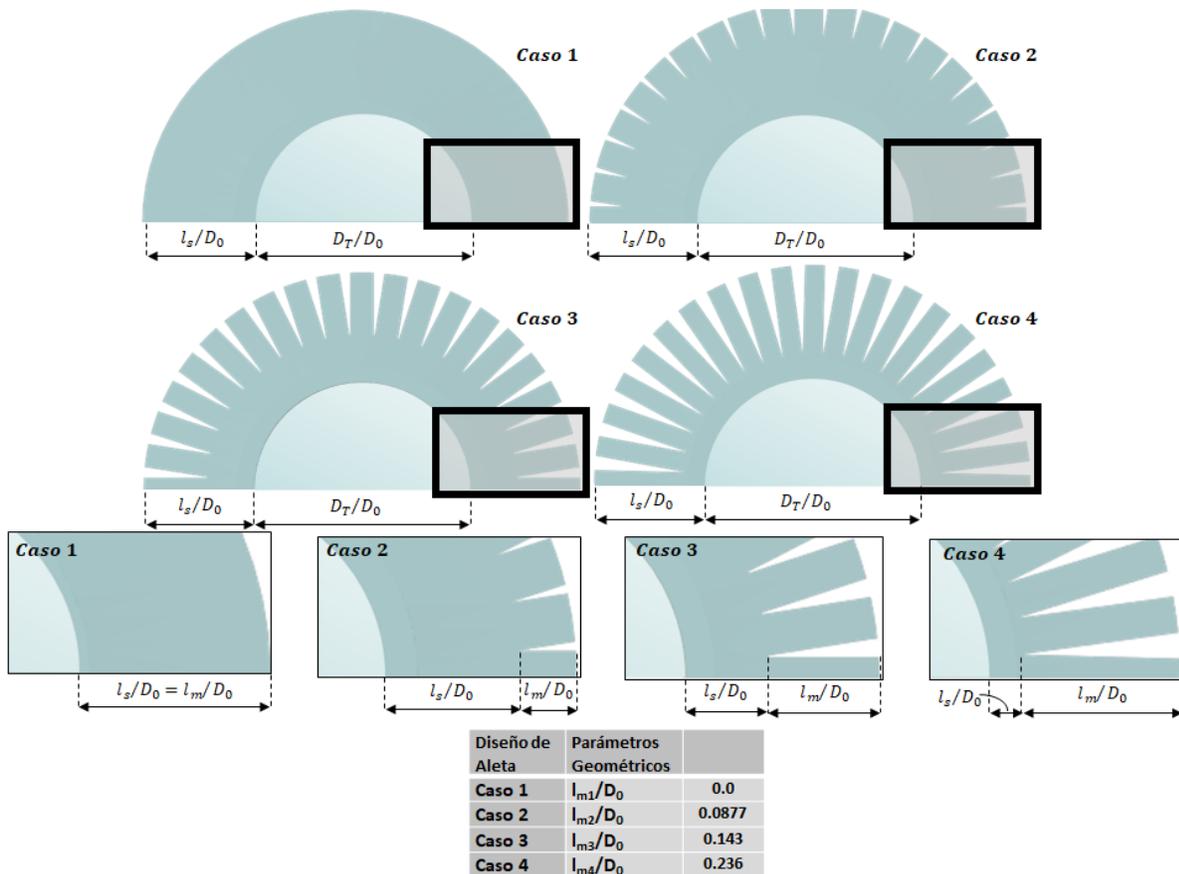


Figura 15: Geometría de las aletas.

4.2. Dominio de cálculo.

El dominio de cálculo consiste en una sección reducida del arreglo de tubos, con ayuda del uso de condiciones de frontera periódicas permite reducir el dominio a una sección característica. El dominio computacional está acotado por un prisma rectangular que engloba un tubo aletado en el centro y una cuarta parte del mismo ubicados en cada esquina del dominio. Las dimensiones del dominio están en función de la longitud de referencia tal que $2.228D_0 \times 1.286D_0 \times 0.22D_0$ para cada una de las direcciones del sistema de coordenadas cartesiano. La malla cuenta con una resolución de $371 \times 213 \times 80$ nodos para la dirección x, y y z , respectivamente. Las medidas de la malla se presentan en la figura 16.

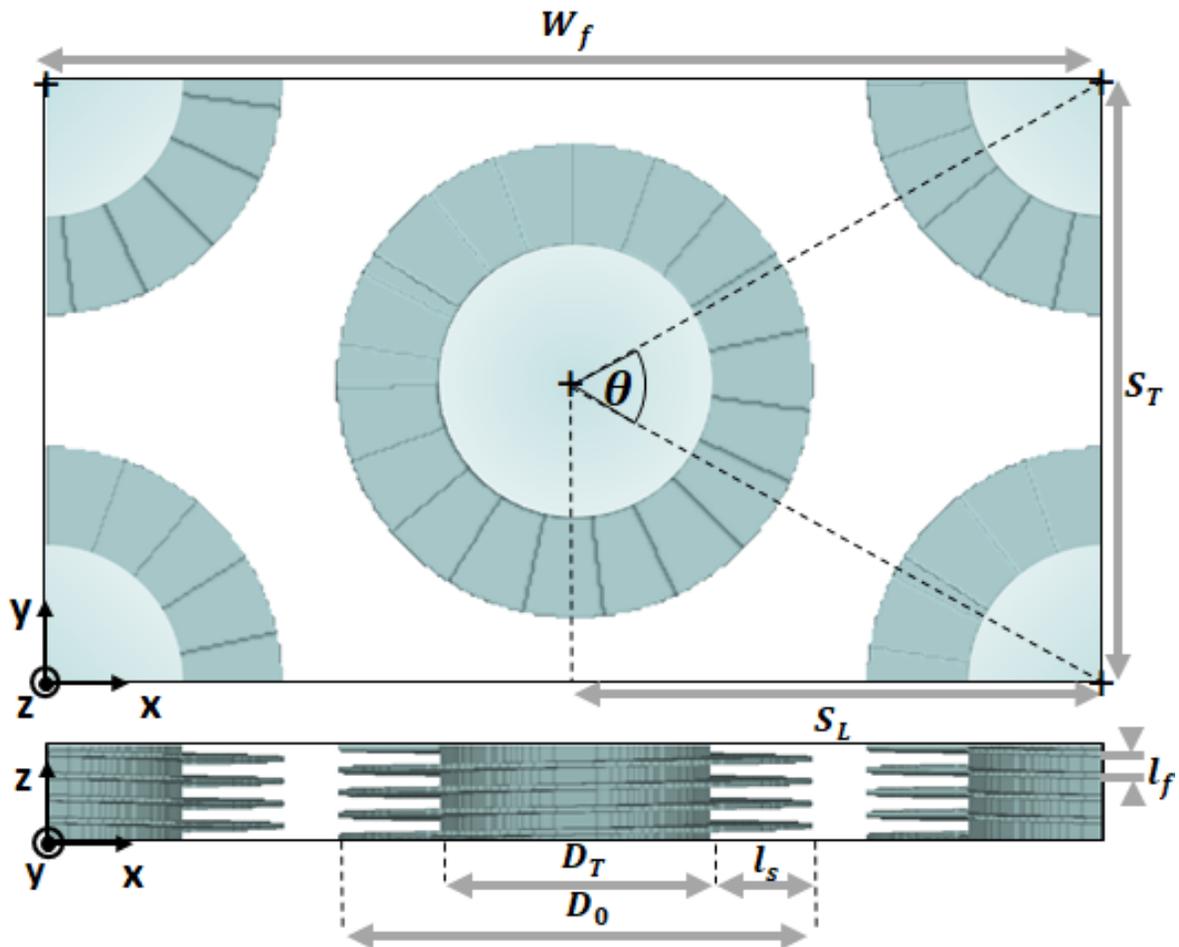


Figura 16: Dominio de la simulación.

4.3. CONDICIONES DE FRONTERA PERIÓDICAS.

Parámetros Geométricos		Resolución Numérica		Resolución Numérica	Δ/D_0	[mm]
S_T/D_0	1.286	L_x/D_0	2.228	Δx	0.006	0.53
S_T/D_0	1.114	L_y/D_0	1.286	Δy	0.006	0.53
D_T/D_0	0.551	L_z/D_0	0.22	Δz	0.0027	0.24
l_f/D_0	0.067	Nx	371			
l_s/D_0	0.225	Nx	213			
θ	60°	Nz	80			

4.3. Condiciones de Frontera Periódicas.

Con el objetivo de ahorrar memoria, minimizar los cálculos numéricos y facilitar el mallaado, se reduce el dominio de la simulación a una celda acotada simple, ya que tomaría mucho tiempo y recursos computacionales en simular la totalidad del banco de tubos. Esta celda acotada se trata de un espacio simétrico, que abarca un tubo completo en la parte central y un cuarto de tubo en cada una de las cuatro esquinas del dominio. Este espacio está restringido de tal forma que es posible replicarlo el número de veces necesarias para simular el banco de tubos en su totalidad. La utilización de condiciones fronteras periódicas a las tres direcciones del dominio, tiene como consecuencia que ninguna de las tres fronteras es directamente influenciada por los muros del dominio. La interpretación física de este fenómeno es la implicación de la longitud del dominio se extiende de forma infinita a lo largo de las tres direcciones tal y como se indica en la figura 17a.

Una de las principales ventajas de este método, es que la información conocida es capaz de retroalimentar la simulación. Por ejemplo, en el dominio se desconocen las condiciones del flujo en la salida ($j = N_y$). Pero si tomamos en cuenta que se trata de un dominio acotado que se replica n-veces, es posible completar la información del flujo que sale del dominio con la información que existe en la entrada del dominio (Figura 17b). La forma de realizar esto se realiza mediante las derivadas de las variables del dominio que dependen de cada unas de las direcciones del dominio:

$$\left. \frac{du}{dx} \right|_{1,j,k} \approx \frac{u_{1,j,k}^{(n)} - u_{nx,j,k}^{(n)}}{\Delta x} \quad (4.1)$$

$$\left. \frac{du}{dy} \right|_{i,1,k} \approx \frac{u_{i,1,k}^{(n)} - u_{i,ny,k}^{(n)}}{\Delta y} \quad (4.2)$$

$$\left. \frac{du}{dz} \right|_{1,j,k} \approx \frac{u_{i,j,1}^{(n)} - u_{i,j,nz}^{(n)}}{\Delta z} \quad (4.3)$$

4.4. CONDICIONES INICIALES.

Estás condiciones de frontera no sólo aplican para las derivadas de la simulación, también se aplican en el paso predictor y corrector [ecuaciones (3.6) y (3.5)].

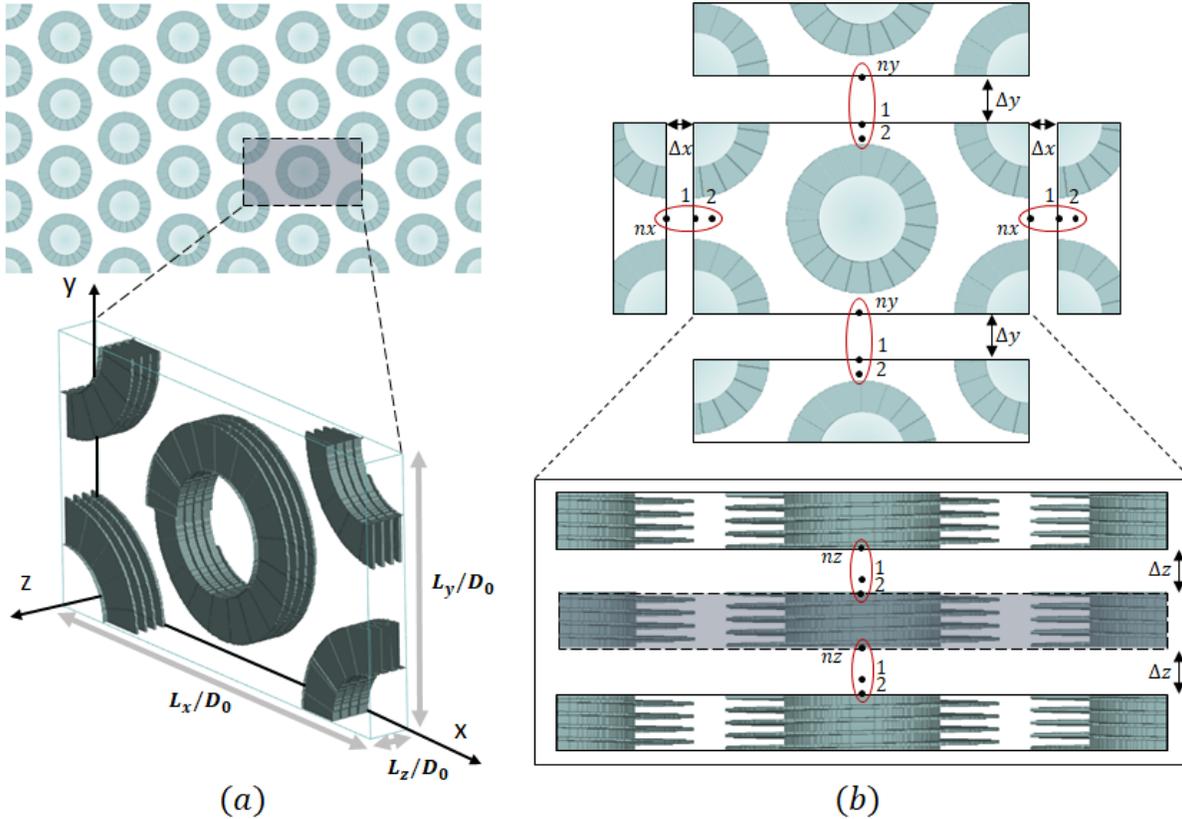


Figura 17: Condiciones de frontera periódicas.

4.4. Condiciones iniciales.

Las condiciones iniciales termodinámicas, tales como la presión, temperatura y la densidad iniciales (P_0, T_0, ρ_0) corresponden a condiciones atmosféricas. En cuanto a las condiciones de iniciales de movimiento, se tiene que las velocidades $V - W$ (velocidades en las direcciones $y-z$, respectivamente) son consideradas como nulas ($V_0 = 0$ y $W_0 = 0$). La velocidad inicial en la dirección x es igual a un valor de referencia $U_0 = 1.0$. Este valor de referencia U_0 está dado por una velocidad “bulk” (U_b), la cuál se obtiene mediante el coeficiente de un gasto másico bulk sobre una densidad bulk. Los parámetros bulk son magnitudes promedio, que están en función de los espacios por dónde el fluido puede circular libremente (volúmenes libres).

4.5. ANÁLISIS DE SENSIBILIDAD.

La densidad bulk se define como:

$$(\rho)_b = \iiint \rho(\vec{x}, t) \delta_b(\vec{x}) dx dy dz \quad (4.4)$$

El valor de δ_b es igual a 1 si se trata de un volumen libre (ecuación 4.5) y es igual a 0 si se trata de un volumen ocupado por el sólido (ecuación 4.6).

$$\delta_b(\vec{x}) = 1 \quad (4.5)$$

$$\delta_b(\vec{x}) = 0 \quad (4.6)$$

Y el gasto másico bulk está dado por:

$$(\rho u)_b = \iiint \rho u(\vec{x}, t) \delta_b(\vec{x}) dx dy dz \quad (4.7)$$

Por lo tanto la velocidad bulk se escribe como:

$$U_b = \frac{(\rho u)_b}{(\rho)_b} \quad (4.8)$$

4.5. Análisis de sensibilidad.

Este presente trabajo retoma el análisis de sensibilidad de Magos-Alba [6]. El cuál consistió en obtener resultados preliminares de la velocidad $U(x)/U_0$ utilizando diferentes densidades de malla (utilizando tres tamaños diferentes de malla). Este tipo de análisis se realizó con el objetivo de obtener el tamaño de malla adecuado que encuentre un equilibrio entre resultados precisos y un menor uso de recursos computacionales (memoria y tiempo de cálculo). Como se puede apreciar en la Tabla 1, el número de nodos y el tiempo de cálculo se incrementaron de forma sustancial.

Magos-Alba [6] realizó en análisis de sensibilidad en dos sitios claves, el primero se trató de un espacio en dónde la presencia de las aletas no existe (Figura 18.). En dicha figura en dónde se puede apreciar que la densidad de malla no influye en los resultados ya que presentan el mismo orden de magnitud. Y el segundo sitio que analizó fue en las orillas de

4.5. ANÁLISIS DE SENSIBILIDAD.

	N _x	N _y	N _z	No. total de nodos [10 ⁶]	Tiempo CPU*
Malla 1	297	170	80	4.04	1.0
Malla 2	371	213	80	6.32	1.6 veces
Malla 3	445	256	120	11.37	3.5 veces

Tabla 1: Datos de cada malla utilizada en el análisis de sensibilidad. *En cada tamaño de malla se utilizaron 10 tiempos adimensionales. Sin embargo se tomó la malla 1 como valor de referencia para el tiempo en CPU.

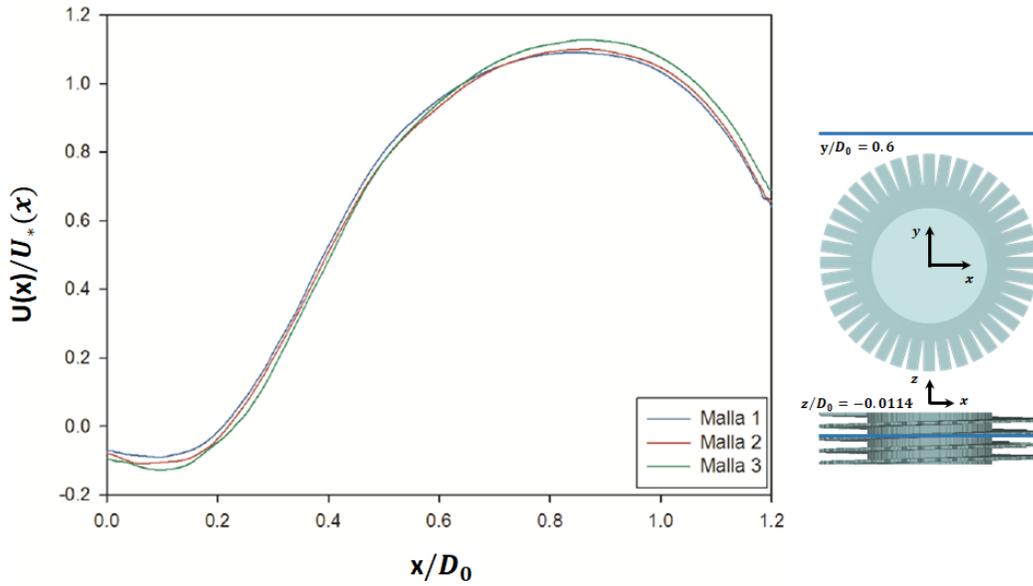


Figura 18: Gráficas de la velocidad longitudinal media $U(x)/U_0(x)$ con diferentes densidades de malla. Espacio fuera de las aletas.

las aletas, en dicho espacio se va intercalando el sólido y el flujo, tal y como se ilustra en la Figura 19, en esta ocasión si se puede ver que la sensibilidad de malla es importante en aquellos lugares dónde exista una mayor interacción fluido-sólido, ya que en esta misma figura podemos observar que las fluctuaciones de los resultados cambian de magnitud de forma considerable. Magos [6], al observar estas discrepancias en los resultados, examinó la malla en la punta de las aletas, tal y como se ve en la figura 20. Se puede observar que tanto la malla 2 y la malla 3 abarcan de mucho mejor forma la interfase aleta-fluido.

Cabe resaltar que también se consideró utilizar una malla irregular cuya densidad de malla se concentra en las periferias de los tubos sin embargo se concluyó que sería no representa un beneficio usar ese tipo de malla ya que las zonas en que tendrían una malla menos fina son muy pequeñas en contraposición con una densidad de malla muy grande

4.5. ANÁLISIS DE SENSIBILIDAD.

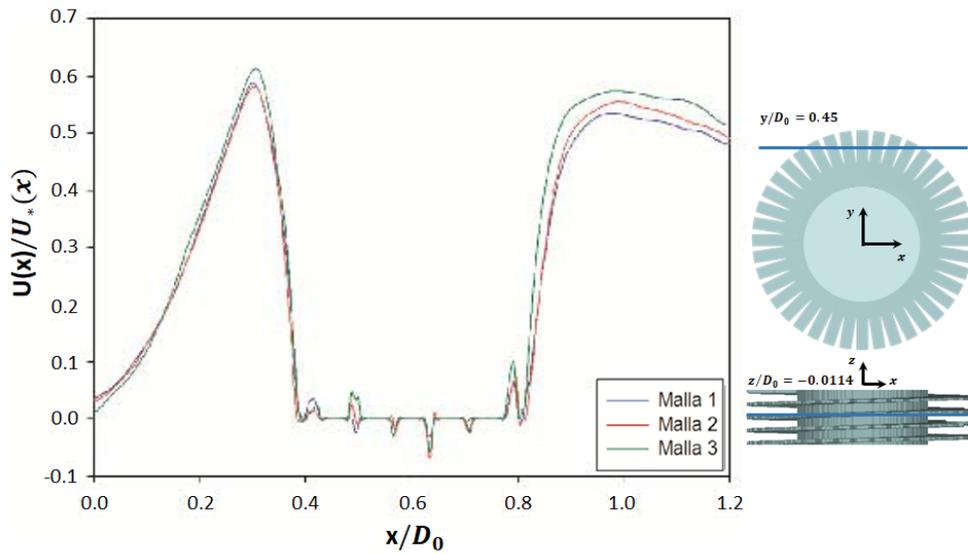


Figura 19: Gráficas de la velocidad longitudinal media $U(x)/U_0(x)$ con diferentes densidades de malla. Espacio dentro de las aletas.

[6]. Al evaluar todos estos efectos, Magos [6], optó por utilizar la malla 2, la cuál utiliza los recursos computacionales y la calidad de los resultados de forma más balanceada, por lo que la malla utilizada en este trabajo es idéntica tanto por su geometría uniforme como por el número de nodos en cada una de las direcciones del plano cartesiano.

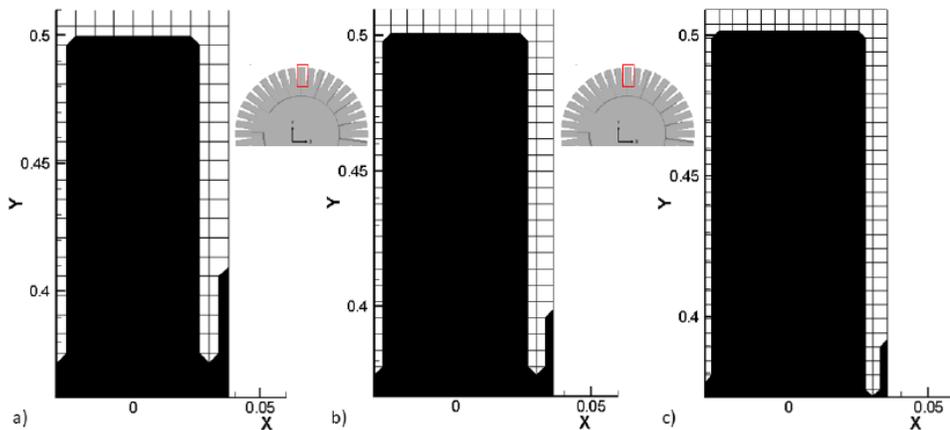


Figura 20: Diferentes tamaños de malla utilizados por Magos [6]. a)Malla 1. b)Malla 2. a)Malla 3.

5. Validación.

Todos los trabajos que utilicen dinámica de fluidos computacional (DFC) necesitan estar validados por datos experimentales o por otras simulaciones numéricas validadas. Este trabajo es una continuación directa de lo que expuso Salinas-Vázquez y et. tal [4] [5] y Magos [6] por lo que se utiliza el mismo código numérico en dichos trabajos. Por lo que se el código numérico ya ha sido validado con anterioridad, dicha validación se realizó en dos etapas. La primera etapa consistió en validar el banco de tubos sin aletas. Se realizó una comparación de un caso experimental similar, extraídos de la base de datos experimentales de la ERCOFAC, realizado por Simonin y Barcouda [15]. El experimento consistió en un arreglo de 21 filas de tubos verticales y 7 horizontales, por las cuales fluye agua a un número de Reynolds de 18000. Las mediciones fueron registradas entre las líneas 14 y 16 del banco de tubos, esto para considerar que el flujo no sea influenciado de forma significativa por la entrada del banco de tubos, y se encuentre en condiciones de desarrollo estables.

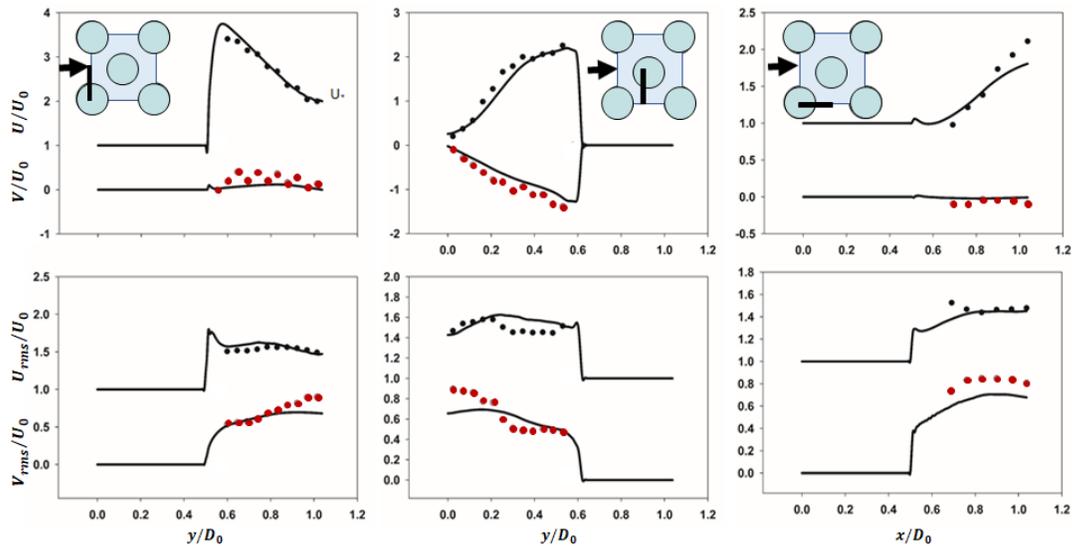


Figura 21: Comparación entre los diferentes resultados obtenidos con la simulación y los resultados experimentales. Las gráficas continuas corresponden a los valores predictivos de la simulación [4] y los puntos negros y rojos corresponden a los valores obtenidos en el experimento físico [15].

En la Figura 21 se muestra la comparación de las gráficas de los resultados predictivos de la simulación de los tubos sin aletar y los resultados experimentales. Se compararon datos en tres planos diferentes, en la entrada del dominio, en una sección transversal del tubo central y en un lado lateral del dominio. Aunque ambos estudios utilizaron diferentes números de Reynolds, un estudio previo [42] llegó a la conclusión de que la

diferencia en el valor del número de Reynolds tiene poca relevancia en el comportamiento del flujo, mientras ambos sean flujos turbulentos. Como se puede apreciar en la figura 21, los valores de las velocidades promedio de los datos experimentales tienen los mismos comportamientos que los valores obtenidos en la simulación, con algunas diferencias de magnitud. Los esfuerzos normales de Reynolds también muestran los mismos comportamientos, a pesar de las diferencias que se presentan en sus magnitudes.

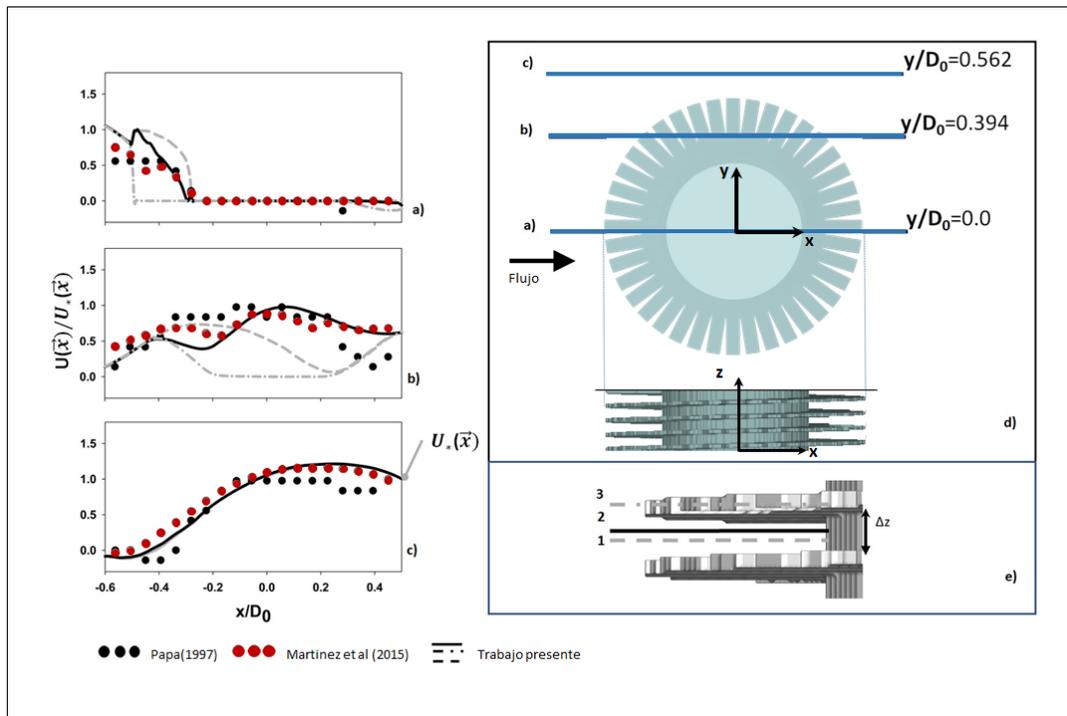


Figura 22: Gráficas de la velocidad longitudinal media \bar{u} para tres planos diferentes de y_0/D_0 . a) $y_0/D_0 = 0.0$ b) $y_0/D_0 = 0.394$. c) $y_0/D_0 = 0.562$. d) Ubicación de los planos. e) Distancia de z desde la pared de la aleta (1) $z/\delta z = 0.5$. (2) $z/\delta z = 0.75$. (3) $z/\delta z = 1.0$. dónde (1) δz es el espacio entre aletas.

La segunda parte de la validación consistió en comparar la velocidad longitudinal promedio en tres planos diferentes con los datos experimentales de F. Papa [16], el cuál realizó sus mediciones en un banco de tubos aletado. La figura 22 se muestran los resultados comparativos entre F. Papa [16], y los resultados preliminares en este presente trabajo. También se incluyeron los resultados de Salinas-Vazquez [4] con fines comparativos. Al igual que la primera parte de la validación, el comportamiento de la velocidad entre la simulación numérica y la parte experimental son muy similares, solo se diferencian en las magnitudes que se presentan. Cabe resaltar que en el trabajo experimental de F. Papa [16] no se especifica en que plano se realizaron las mediciones.

6. Resultados.

6.1. Valores instantáneos.

6.1.1. Velocidad.

El análisis de los valores instantáneos se realizó utilizando la información de dos instantes distintos, cuando el flujo llevaba 10 y 40 tiempos adimensionales (23). El inciso i) de la figura 23 engloba diferentes partes de los valores instantáneos, específicamente los valores positivos de la velocidad longitudinal cuando $U(\vec{x})/U_b = 1.5$ (valores amarillos) y $U(\vec{x})/U_b = 2.5$ (valores naranjas), estos sectores son visualizados mediante iso-superficies ya que estas pueden abarcar diferentes planos del dominio, dando una visión más general a lo que pasa en todo el dominio. De la Figura 23i se puede apreciar el mismo comportamiento en cada uno de los diseños de aletas utilizados; Las zonas naranjas, es decir, los valores máximos de la velocidad se encuentran en los lugares en dónde el flujo interactúa muy poco con los cuerpos sólidos, nótese que el flujo vuelve a ganar velocidad en las salidas del dominio. El tamaño de las zonas de los valores positivos de la velocidad en el flujo son muy similares sin importar el diseño de aletas que se utilice. A primera instancia también parece que el flujo se comportará del mismo modo sin importar el instante de tiempo, ya que si comparamos los valores en $t(U_0/D_0) = 10.0$ y $t(U_0/D_0) = 40.0$ encontramos casi los mismos perfiles de velocidad positiva,

Del mismo modo, la Figura 23 muestra con iso-superficies los valores negativos de la velocidad. Comparando el caso 1 con el caso 4, podemos ver que las iso-superficies negativas son similares cuando $t(U_0/D_0) = 10.0$. Sin embargo cuando el dominio se encuentra en el instante $t(U_0/D_0) = 40.0$, en el caso 1 se observa los valores negativos de la velocidad ocupan más espacio en el dominio que el caso 4. Las zonas negativas de la velocidad son indirectamente una manifestación de las zonas de recirculación que presentan los bancos de tubos, las cuáles se pueden apreciar mejor utilizando líneas trayectoria. De las líneas de trayectoria se observa que las zonas de recirculación van fluctuando de tamaño conforme el tiempo avanza, en ocasiones, se pueden formar vórtices en la parte de trasera de los tubos, en otras ocasiones los vórtices cambian de lugar o en otros momentos los vórtices ni si quiera se alcanzan a formar. Estas zonas de recirculación fomentan la convección del flujo, la cual puede influir en los perfiles de temperatura.

Habiendo realizado la comparación entre lo que pasa en $t(U_0/D_0) = 10.0$ y en $t(U_0/D_0) = 40.0$, existen diferencias entre el caso 1 y el caso 4, sin embargo al ser un flujo cuyas magnitudes máximas y mínimos van oscilando, no se puede llegar a alguna conclusión con tal sólo analizar dos instantes de tiempo, por lo que si quiere llegar a un verdadera con-

6.1. VALORES INSTANTÁNEOS.

clusión sobre su comportamiento en condiciones estacionarias se debe realizar un análisis estadístico, el cuál abarca podría dar más información del comportamiento periódico del flujo.

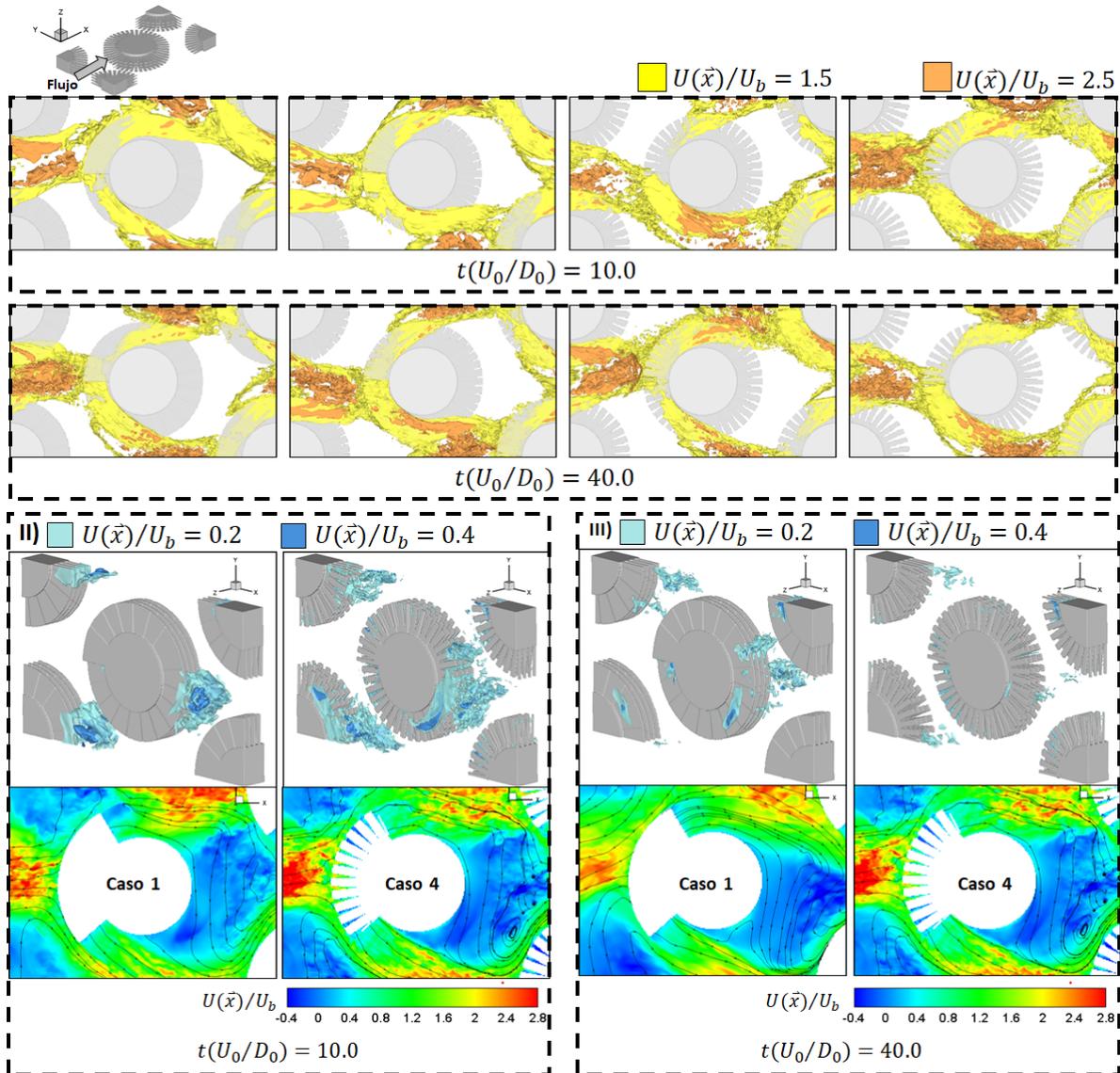


Figura 23: Velocidad valores instantáneos $U(\vec{x})/U_b$.

6.1. VALORES INSTANTÁNEOS.

6.1.2. Temperatura.

A diferencia de trabajos previos [5][6] cuyo perfil de temperaturas era isotérmico, debido a que la temperatura de los tubos estaba en equilibrio con la temperatura de referencia del fluido. En este trabajo fue posible obtener contornos de temperatura en todo el dominio ya que la temperatura máxima en todo el dominio corresponde a la del tubo aletado cuyo valor es de $(T(\vec{x})/T_0) = 1.4$, y esta diferencia de temperaturas propicio la generación de un gradiente de temperaturas. Para un análisis más amplio, en la Figura 24 se pueden observar mediante iso-superficies dos valores de la velocidad, en naranja cuando el flujo se encuentra a la temperatura de referencia, es decir, $(T(\vec{x})/T_0) = 1.0$ y cuando el flujo alcanza tu temperatura mínima, cuando $(T(\vec{x})/T_0) = 0.7$.

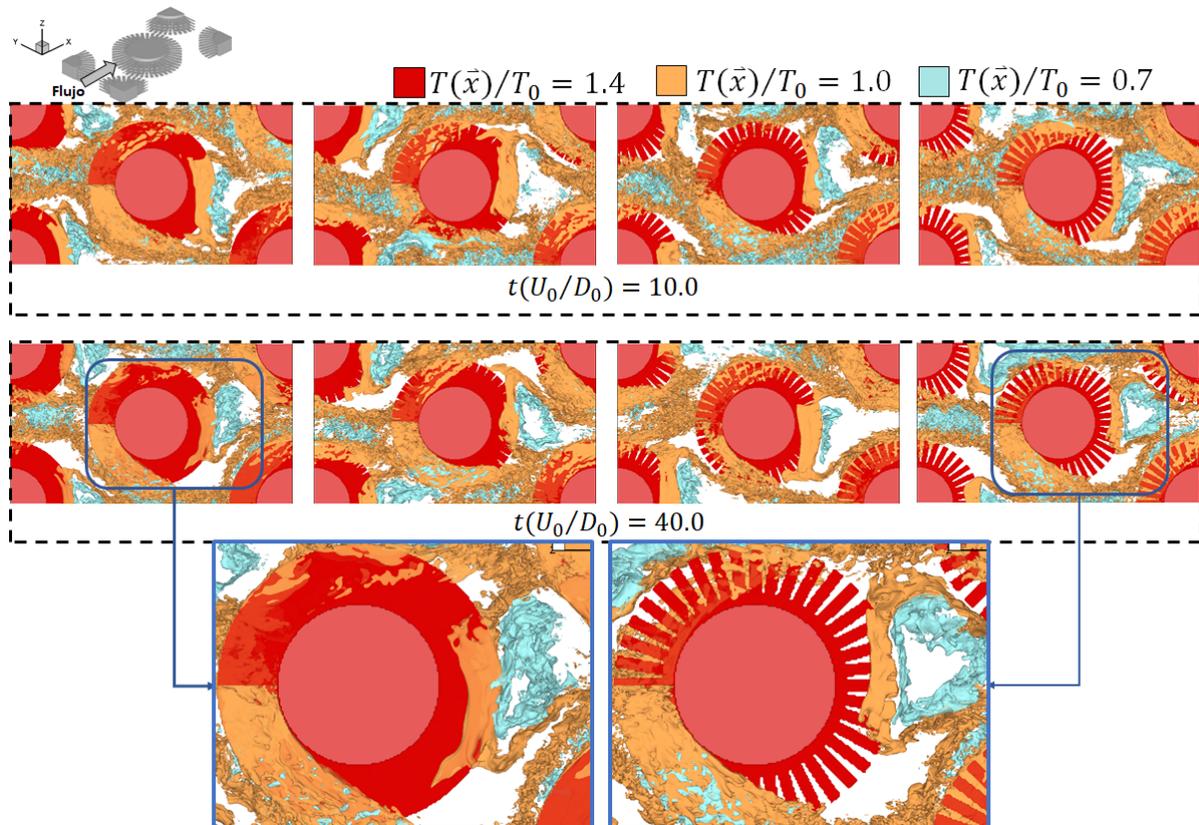


Figura 24: Valores instantáneos $T(\vec{x})/T_0$.

6.2. VALORES PROMEDIO.

La existencia de temperaturas menores a la temperatura se debe a las condiciones impuestas sobre el dominio, las cuáles dictan que la temperatura promedio del fluido es igual a la temperatura de referencia, lo que ocasiona que en algunas partes del flujo se caliente pero para compensar esos efectos de calentamiento, los lugares más lejanos de los tubos presentan zonas de enfriamiento, cabe resaltar que estas zonas de enfriamiento también se presentan en sitios donde hay mayores de pérdidas de presión lo cual puede ser un factor que contribuya en el enfriamiento del fluido. Las zonas de temperatura mínima también corresponden a las zonas de recirculación, y si comparamos las zonas de temperatura mínima entre el caso 1 y el caso 4, podemos deducir que entre un mayor espacio de la muesca entre las aletas habrá una mayor transferencia de calor, basta con observar que las zonas de temperatura están más presentes en el caso 4. También se observó que la temperatura predominante todo el dominio es la temperatura de referencia, ya que se encuentra muy cerca de las aletas, en las entradas y salidas del dominio; esto ocurre para todos los casos de geometrías que se utilizaron.

Del mismo modo que la velocidad, los valores instantáneos no son suficientes para determinar las diferencias que el flujo presenta en condiciones estacionarias, mucho menos para poder diferenciar las características que presentan en cada geometría de aletas utilizada en este trabajo, debido a que es un flujo que alcanza las condiciones estacionarias, por lo conviene hacer un análisis global utilizando los valores promedio.

6.2. Valores promedio.

6.2.1. Velocidad.

Los perfiles de velocidad presentan los mismos comportamientos que en trabajos anteriores [5][6]. En todas las geometrías se presentan las mismas tendencias en los contornos de velocidad, las zonas más relevantes se encuentran acotadas en la Figura 25a. En todos los casos estudiados se presentan las mismas bandas rojas de velocidad máxima en el dominio, nótese que son sitios en los que el flujo no interactúa con el sólido. En la parte trasera del cilindro central, se puede apreciar un perfil de velocidades negativas (zonas azules), donde la velocidad longitudinal promedio va en contraflujo de la velocidad de entrada. También existen zonas de velocidad máxima en los laterales del tubo central, las cuáles son más visibles en el plano $z/D_0 \approx 0.123$ (Recuadros III de la Figura 25a.), el punto de separación del flujo con el tubo ocurre en el mismo sitio sin importar el diseño de aleta, estas zonas de separación condicionan de forma significativa el flujo entre aletas. No hay diferencias perceptibles entre los diferentes diseños de aletas, las magnitudes de la velocidad en el flujo son casi las mismas en cada caso.

6.2. VALORES PROMEDIO.

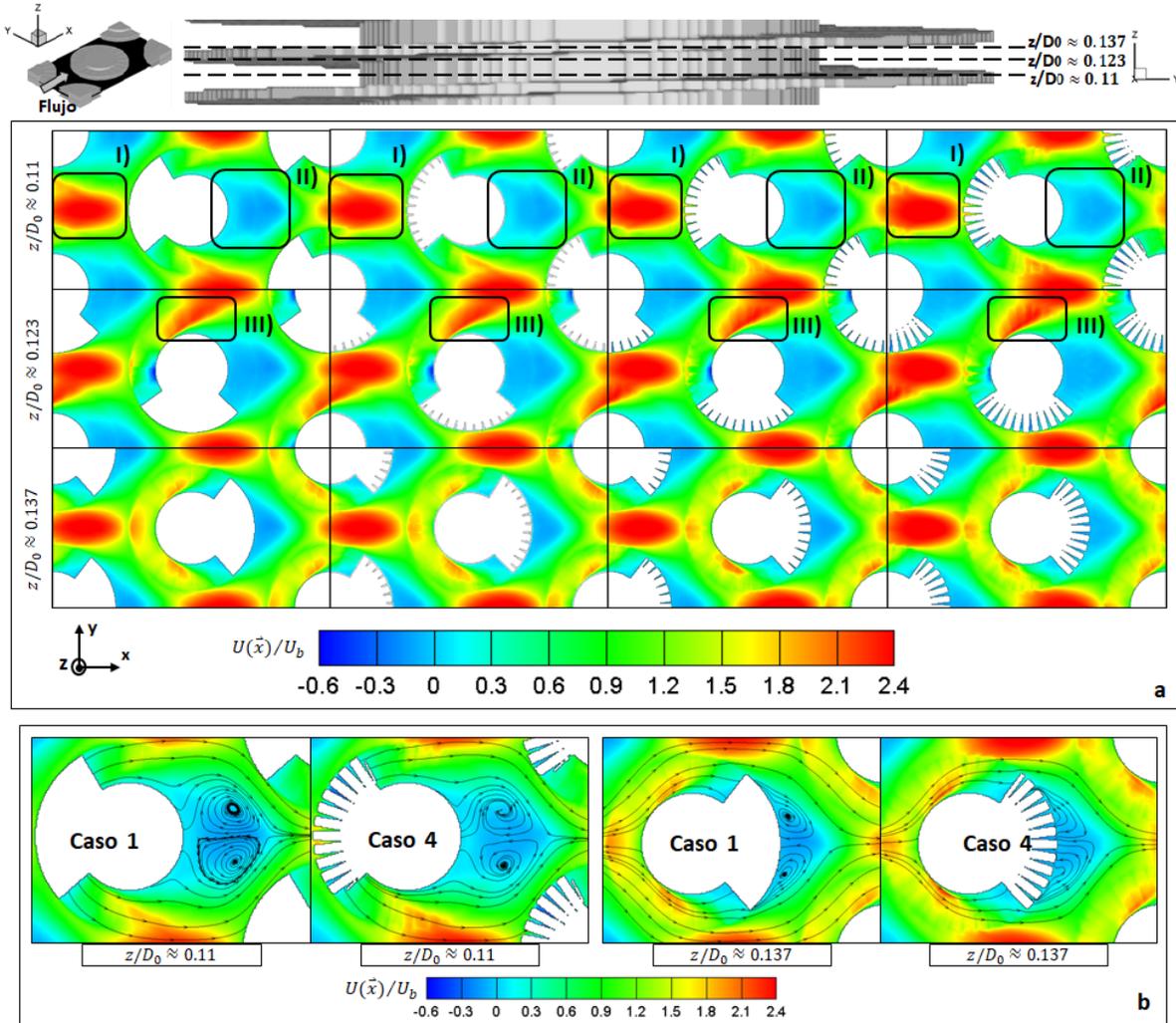


Figura 25: Velocidad longitudinal promedio $U(\vec{x})/U_b$ (Sección a). Líneas de trayectoria (Sección b).

Tal y cómo se había visto en trabajos anteriores [5][6][7], el flujo también presentó zonas de recirculación, las cuáles consisten en vórtices axisimétricos en la parte trasera del tubo central y que se pueden apreciar mejor en las líneas de trayectoria de la Figura 25b, cabe resaltar que al ser valores promedio, los vórtices de recirculación no fluctúan de tamaño a diferencia de lo que se observó en los datos instantáneos, este comportamiento ya había sido observado en trabajos anteriores [6][5]. La forma y distribución de las zonas de recirculación pueden cambiar de forma sustancial debido al tipo geometría de las aletas, tal y como se aprecia en el trabajo de Kumar y et tal. [7]. Sin embargo entre el caso 1

6.2. VALORES PROMEDIO.

y el caso 4, las zonas de recirculación tienen la misma forma y el mismo tamaño en el plano $z/D_0 \approx 0.11$, sin embargo, tal y como señala Magos[6], el punto de separación que marca el inicio de las zonas de recirculación, puede cambiar conforme la orientación de la aleta helicoidal, tal y como en el plano $z/D_0 \approx 0.123$. La separación del flujo en el plano $z/D_0 \approx 0.137$ sigue ocurriendo en el tubo y no en las aletas, esto tiene como consecuencia que las zonas de recirculación sigan siendo de tamaños aproximadas a las vistas en el plano. Una vez descritos los efectos hidrodinámicos de las zonas de recirculación, también es importante tomarlas en cuenta en el análisis térmico ya que tienen mucha influencia en los contornos de temperatura.

El caso de la velocidad $w(\vec{x})/U_b$ en el dominio, se muestra en la Figura 26. La magnitud de la velocidad $w(\vec{x})/U_b$ en las periferias de las aletas, se incrementa conforme más abiertas sean las aletas. Sin embargo estos incrementos en la velocidad $w(\vec{x})/U_b$ son muy pequeños, cuando los comparamos con la velocidad $U(\vec{x})/U_b$. Por lo que se concluye que no tienen mucho peso en el comportamiento general del flujo

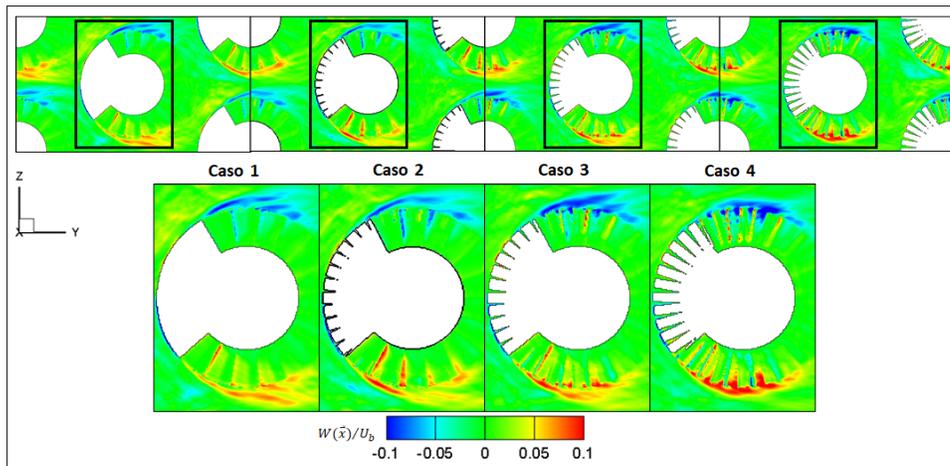


Figura 26: Velocidad promedio $W(\vec{x})/U_b$.

Los efectos de estancamiento y/o recirculación entre aletas se aprecian mejor en la Figura 27, la cuál ilustra los laterales del tubo central. Al principio el movimiento del flujo disminuye al quedar atrapado entre los espacio entre las aletas pero conforme el flujo va avanzando entre aletas, el flujo vuelve a incrementar su velocidad, debido a las zonas de velocidad máxima de los laterales. El diseño de aleta lisa (caso 1), el flujo se logra concentrar mejor, ya que no se generan zonas de estancamiento o recirculación, sin embargo está restricción del movimiento provoca que un decremento de la velocidad longitudinal,

6.2. VALORES PROMEDIO.

a diferencia del caso 4, en dónde a pesar de que el flujo queda atrapado entre las aletas ocasionando la presencia de vórtices pequeños. Este estancamiento del flujo no provoca grandes pérdidas de la velocidad longitudinal.

Con la velocidad $W(\vec{x})/U_b$ se observa que paso algo parecido. En el caso 4 se puede apreciar que la velocidad $W(\vec{x})/U_b$ queda atrapada en algunos rincones de las aletas, es decir, dónde $W(\vec{x})/U_b = 0$. Sin embargo, en otros rincones la velocidad $W(\vec{x})/U_b$ incrementa de magnitud tanto de forma positiva como de forma negativa, lo cual es un indicio que los efectos de estancamiento son levemente atenuados por $W(\vec{x})/U_b$. A diferencia del caso 1, dónde el flujo solamente presenta puntos de estancamiento.

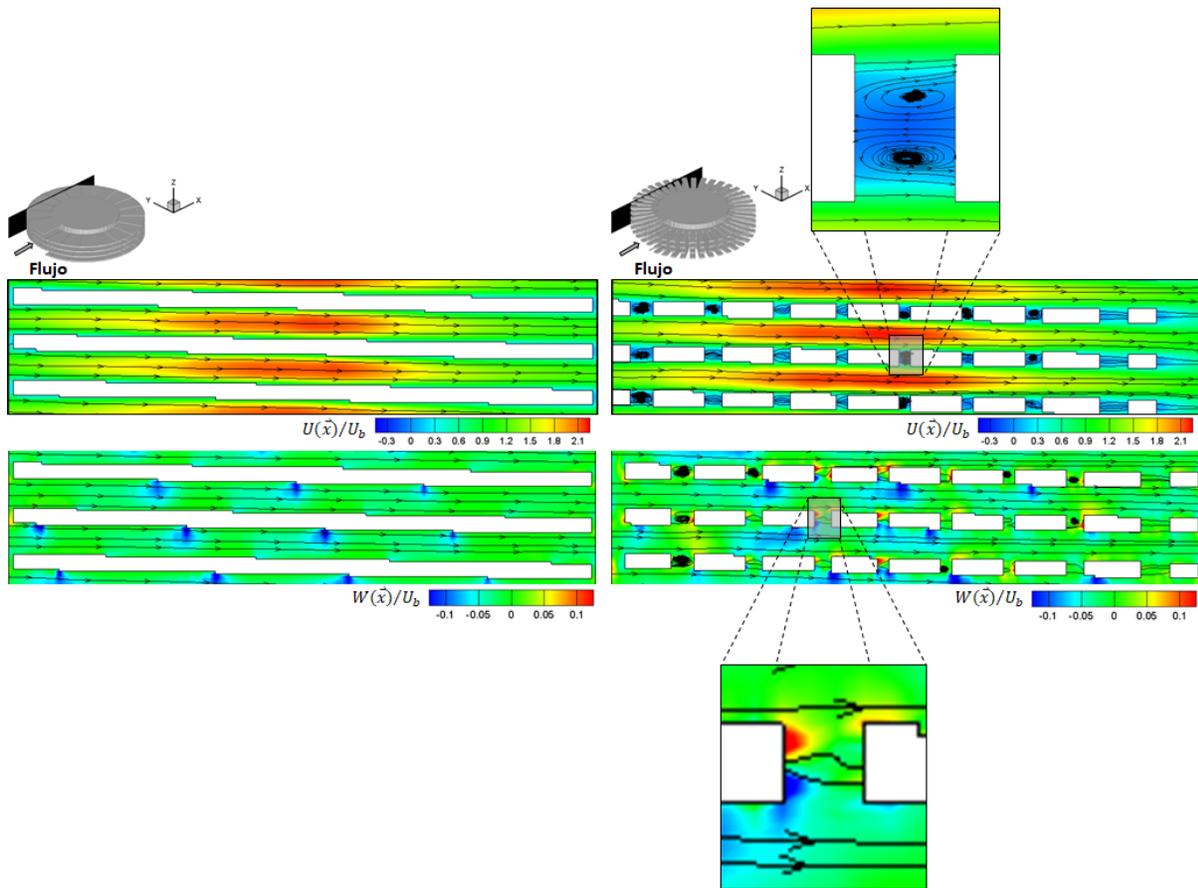


Figura 27: Campos de velocidades $U(\vec{x})/U_b$ y $W(\vec{x})/U_b$ entre aletas. Los rectángulos resaltan los perfiles de velocidad más relevantes.

6.2. VALORES PROMEDIO.

6.2.2. Temperatura.

Se realizó análisis térmico del dominio computacional partiendo de los contornos de temperatura de la La Figura 28. Los cambios considerables de temperatura se realizan en sitios en dónde hay una mayor interfase aleta-fluido. En la mayor parte del dominio, para todos los diseños utilizados, el fluido se encuentra a la temperatura de referencia $T_0 = 1.0$. Sin embargo los tubos al estar a un 40% arriba de la temperatura de referencia, el fluido se calienta en ciertos rincones, particularmente se encuentran en los espacios libres que hay entre aletas.

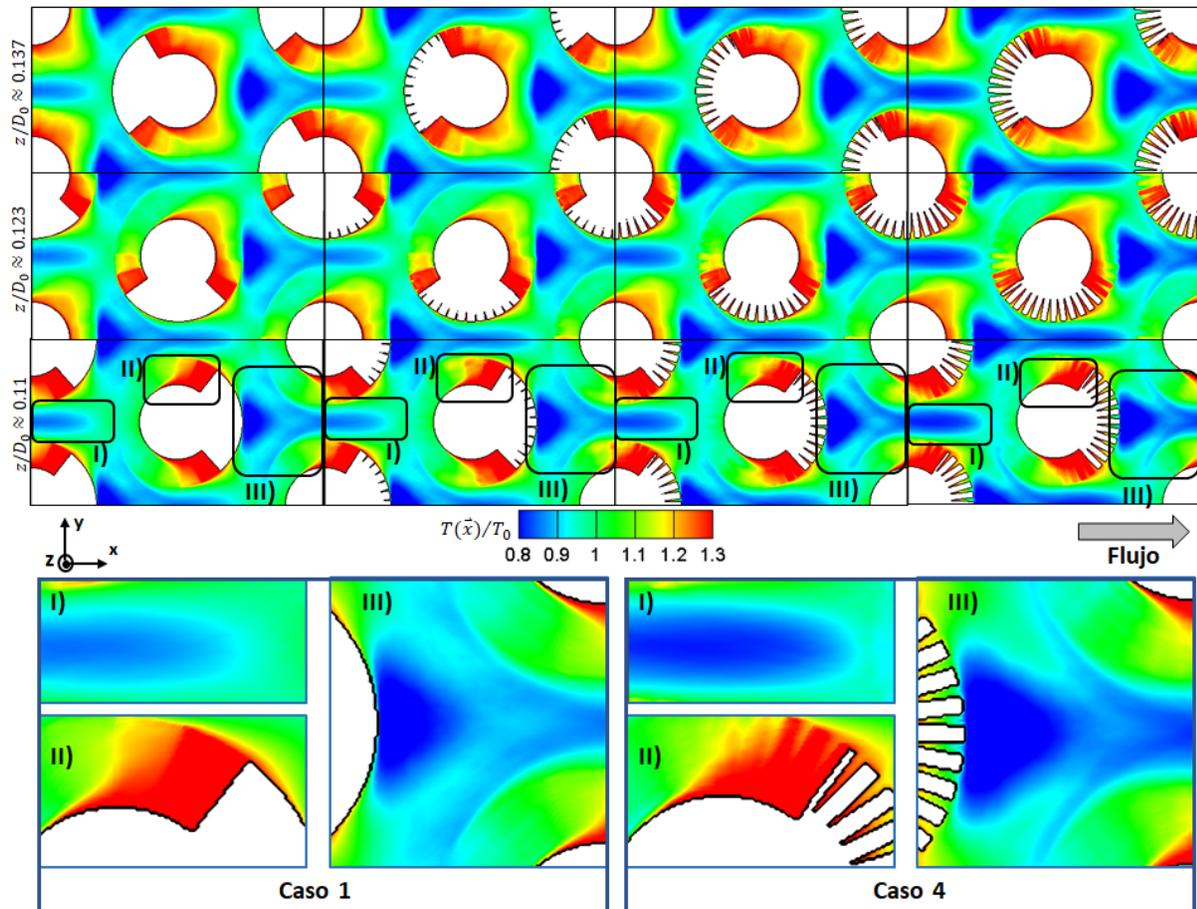


Figura 28: Temperatura promedio $T(\vec{x})/T_0$. Las zonas enmarcadas corresponden respectivamente a sitios donde hay una mayor o menor transferencia de calor en el dominio.

6.2. VALORES PROMEDIO.

Hay otros lugares en dónde ocurre el efecto contrario, es decir en dónde el fluido se enfría, estos sitios corresponden a las zonas de recirculación descritas anteriormente, aunque este enfriamiento se debe principalmente a los términos fuente de la simulación que deben compensar los efectos de calentamiento en otras partes del dominio. Retomando el análisis

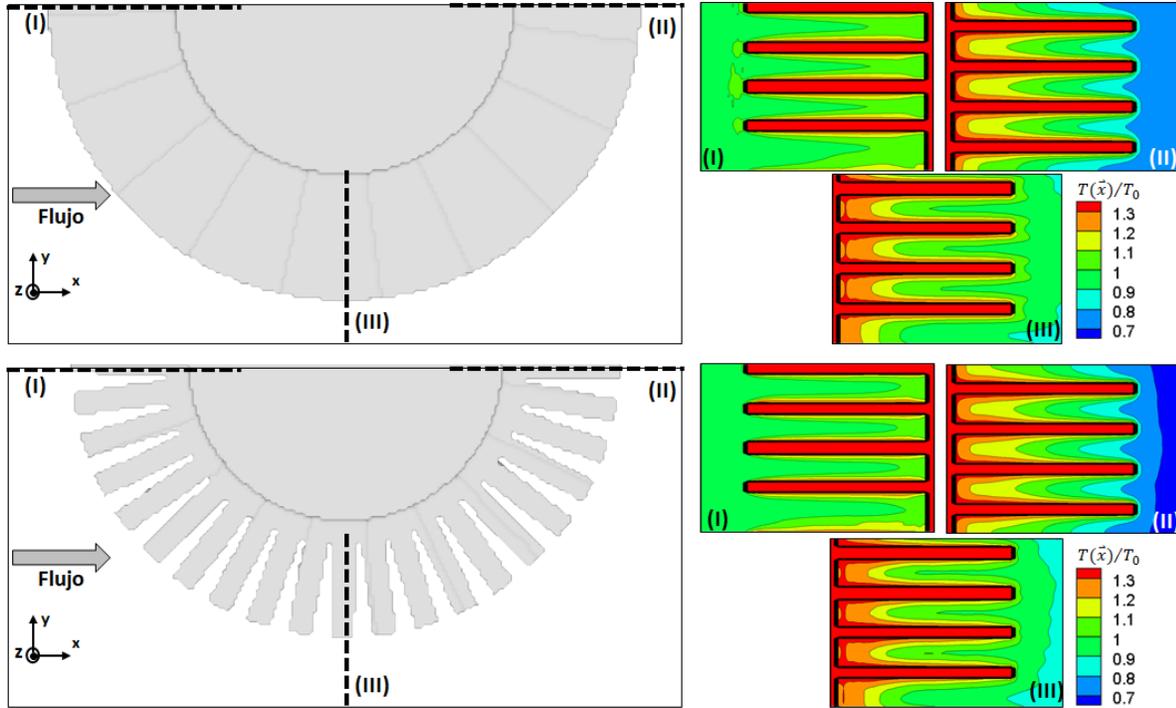


Figura 29: Temperatura promedio $T(\bar{x})/T_0$ entre aletas, para las geometrías caso 1 y caso 4.

comparativo entre geometrías, se aprecia que entre más profunda sea la muesca de las aletas, mayor será la transferencia de calor entre el fluido y los tubos, ya que en las zonas más calientes los perfiles de temperatura están más difuminados en el caso 4 y las zonas de menor temperatura, abarcan más espacio y una mayor intensidad. La Figura 29 realiza un análisis más detallado en tres diferentes interfases sólido-fluido en el caso 1 y el caso 4 (ya que sólo son los casos más extremos en este trabajo). A primera instancia, no se alcanzan a ver grandes diferencias ya que la temperatura se difunde del mismo modo sin importar el diseño de aletas que se esté utilizando. En la zona frontal de las aletas (Figura 29i.) el fluido se mantiene a la temperatura de referencia. Sin embargo, para el resto de las secciones, se forman perfiles parabólicos dónde la temperatura se va disminuyendo conforme el flujo se va alejando del tubo. La temperatura entre aletas se desenvuelve casi en los mismos rangos para cada uno de los arreglos de aletas utilizados, para el caso 4 presenta temperaturas más bajas pero eso ocurre al exterior de las aletas,

6.2. VALORES PROMEDIO.

de hecho esas zonas de temperaturas bajas corresponden a las zonas de recirculación. Esto ocurre debido a que el flujo prácticamente se mueve del mismo modo sin importar el tipo de aleta helicoidal que se utilice.

Sin embargo para el caso de los laterales de las aletas (Figura 30), hay cambios más sustanciales. Anteriormente se observó que el flujo se estanca entre las aletas en el caso 4 creando pequeños remolinos, no obstante estos efectos hidrodinámicos no parecen tener efectos sobre el perfil de temperaturas la capa límite térmica sigue siendo continua entre las aletas, este comportamiento también se puede apreciar el trabajo de Kumar y et. tal. Es posible observar que la capa límite térmica en las aletas laterales es ligeramente más gruesa en el caso 4 que en el caso 1[11][7]. En la Figura 30 también aparecen las gráficas de la temperatura en las aletas. Y se confirma lo que se observó en los contornos de temperatura, la capa límite térmica en el caso 4 aumenta de tamaño acorde a la circulación del flujo. A diferencia del caso 1, cuyo perfil de temperaturas va conservando la misma tendencia.

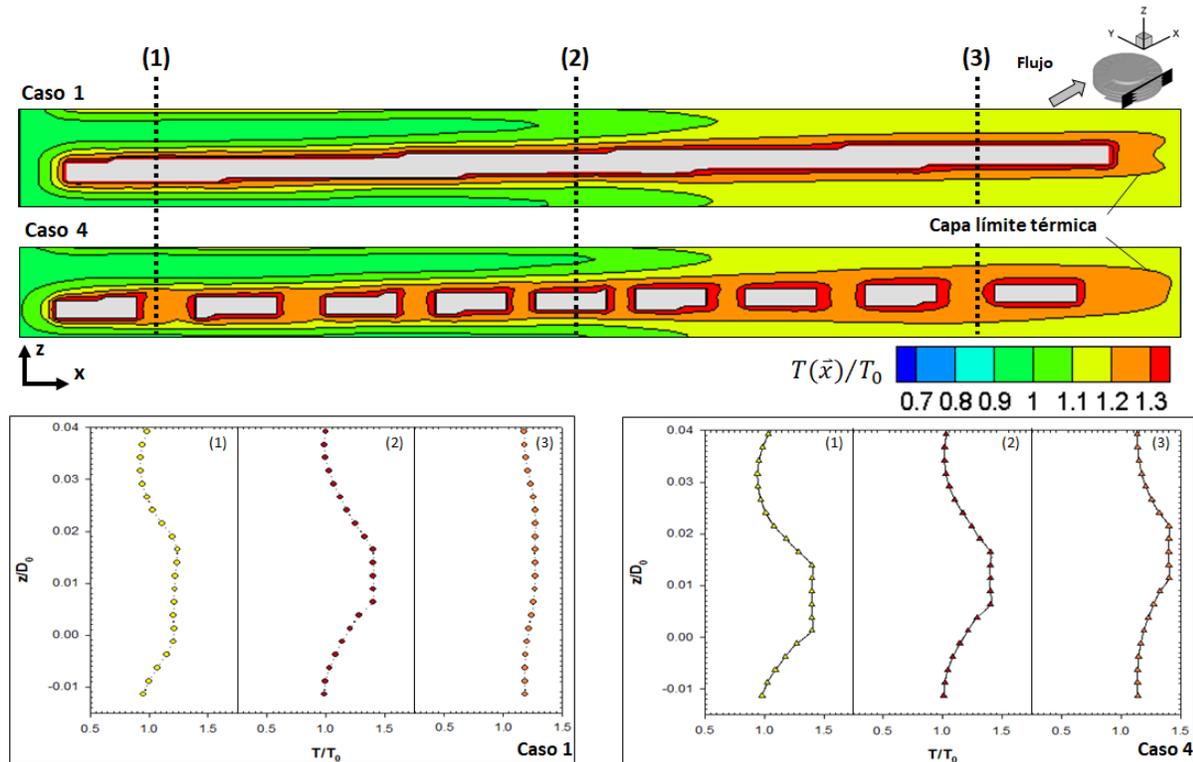


Figura 30: Temperatura promedio $T(\bar{x})/T_0$ en los laterales de las aletas, para las geometrías caso 1 y caso 4.

6.3. Intensidad turbulenta.

En cuanto se refiere a los valores turbulentos del flujo (Figura 31.), se puede apreciar una diferencia significativa entre cada uno de los diseños de aletas que se utilizaron, no en el comportamiento del flujo, ya que en todas las geometrías utilizadas se muestran las mismas tendencias: Una gran acumulación de la intensidad turbulenta en la salida del dominio. La diferencias entre utilizar un diseño u otro radica en grandes cambios en la magnitud de los valores turbulentos del flujo. La energía cinética turbulenta, la cual mide en forma global la intensidad turbulenta del flujo, cambia considerablemente de magnitud, es decir la intensidad de la turbulencia es más grande conforme el espacio de la muesca de las aletas se va cerrando, por lo que se puede concluir que entre más mejor se desarrolló la capa límite en las aletas hay una mayor se generación de turbulencia, esto se logra apreciar comparando los contornos de $K(\vec{x})/U_b$ del caso 1 con el caso 4 de la Figura 31. Cómo se observa en la Figura 31, los sitios de mayor generación de turbulencia corresponden a sitios que están apartados del cuerpo sólido (tubos y aletas).

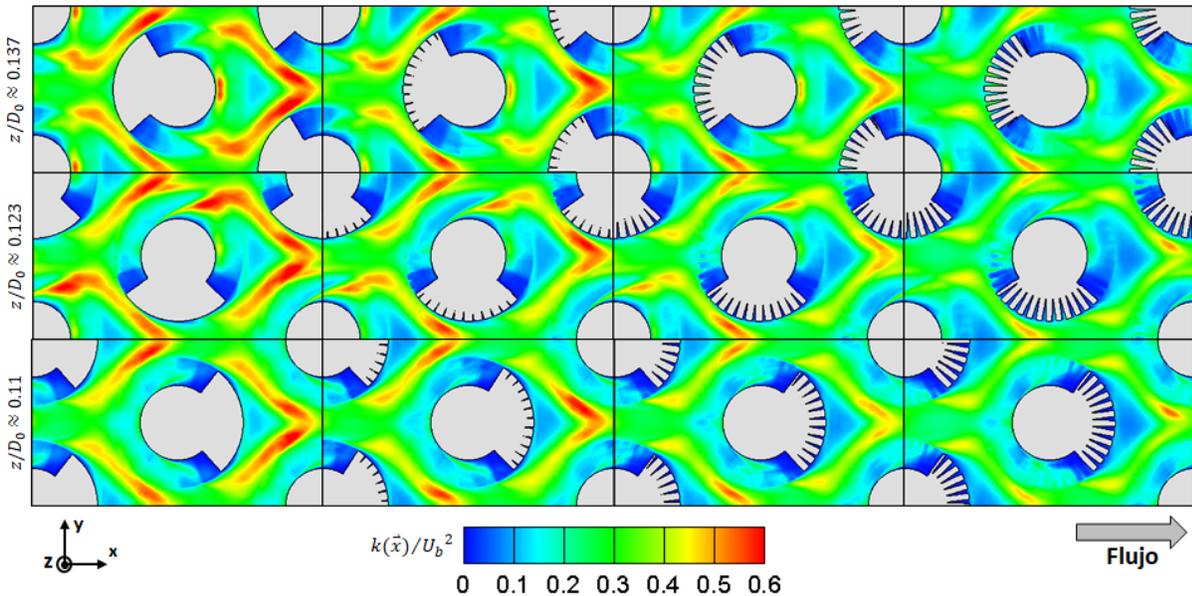


Figura 31: Energía cinética turbulenta ($K(\vec{x})/U_b$) para diferentes planos de z/D_0

Una vez analizada la energía cinética turbulenta en en distintos planos xy , tenemos una idea general sobre el estado de la intensidad de la turbulencia en el dominio. Del mismo modo se realizó un análisis más detallado analizando las fluctuaciones (o valores *rms*) para cada una de las componentes del vector velocidad (Figura 32). Se aprecia que la

6.3. INTENSIDAD TURBULENTO.

componente longitudinal u_{rms} es la que más influye en la turbulencia, ya que presenta magnitudes mucho mayores que las otras dos componentes de la velocidad. Tal y como sea pesar de que la componente w_{rms} en la geometría caso 4 mayor en comparación sin embargo, estos efectos no son suficientes para compensar la pérdida de la turbulencia en las componentes u_{rms} y v_{rms} .

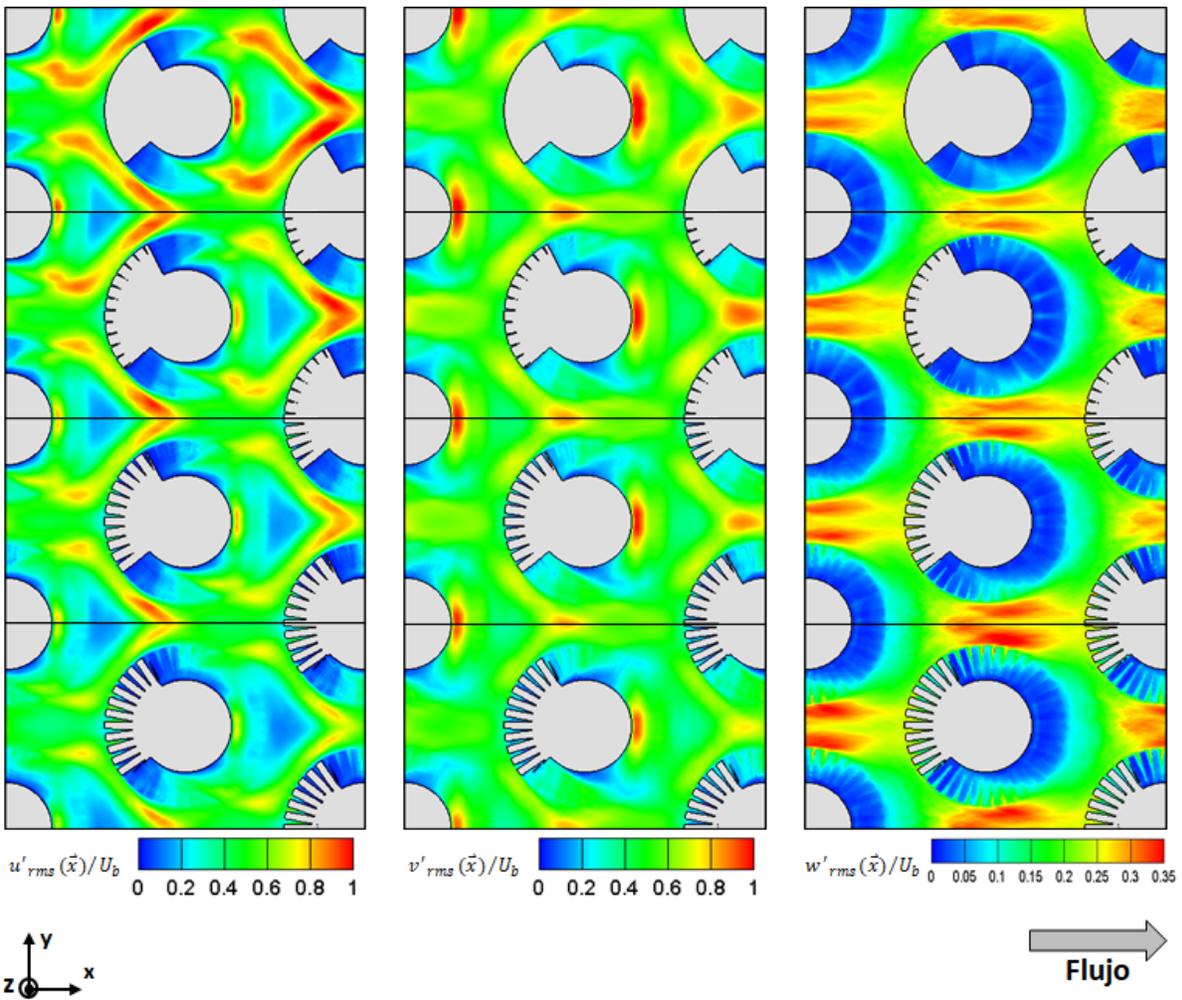


Figura 32: Perfiles rms del vector velocidad en el plano $z/D_0 = 0.137$.

6.3. INTENSIDAD TURBULENTO.

Este cambio significativo de magnitud a lo largo de todo el dominio, requirió de un análisis más detallado entre los espacios entre las aletas, tal y como se puede observar en la Figura 34. Para energía cinética turbulenta podemos ver que la mayor intensidad turbulenta se concentra en dos lugares concretos: El exterior de las aletas cerca de las puntas de las aletas (efectos de v_{rms}) y en la zona interior próxima al tubo (efectos de u_{rms}). La magnitud de la intensidad turbulenta disminuyen conforme el arreglo de aletas se va abriendo (aletas caso 1 y caso 4). Esto no pasa para las fluctuaciones de la velocidad w_{rms} ya que estas fluctuaciones aumentan de magnitud conforme se utilice un diseño de aletas más abiertas. Del mismo modo que lo anteriormente visto en la Figura 32, estos aumentos en las fluctuaciones en w_{rms} no alcanzan a equilibrar los efectos de las demás componentes de las fluctuaciones para cambiar la tendencia global de la intensidad de la turbulencia.

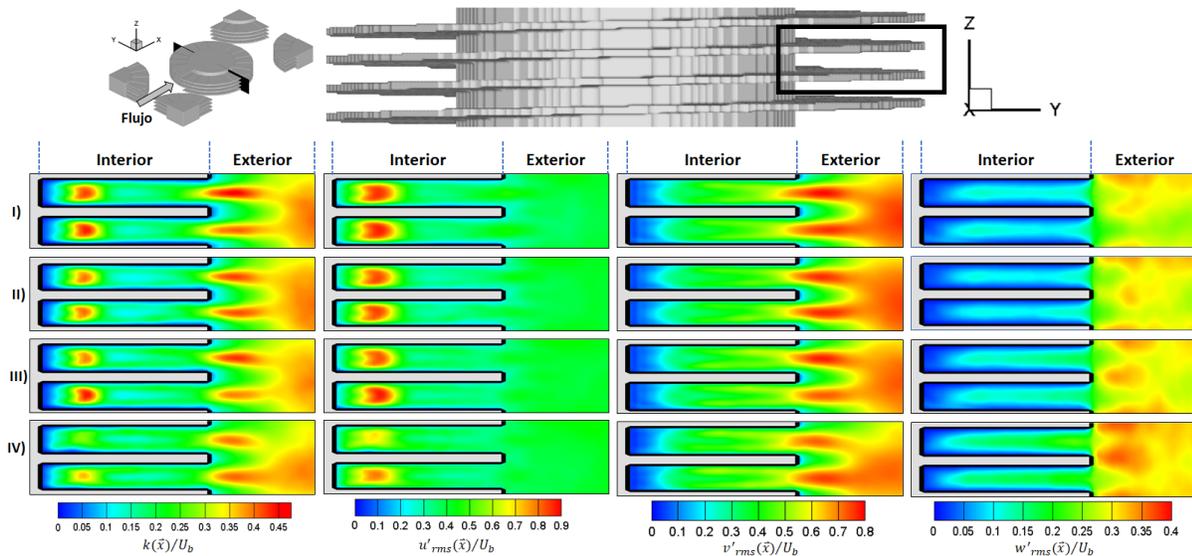


Figura 33: Magnitudes turbulentas entre aletas. I) Caso 1. II) Caso 2. III) Caso 2. IV) Caso 4.

También se encontraron diferencias significativas en los laterales de las aletas. En todas las geometrías utilizadas se muestran las mismas tendencias (Figura 34), el flujo al entrar entre las aletas pierde intensidad turbulenta pero conforme avanza no sólo recuperará la misma intensidad turbulenta de la entrada, se ve incrementada sustancialmente. La energía cinética turbulenta entre aletas en el caso 1 es mucho más grande en el caso 1 que el caso 4. Como es de esperarse, lo mismo pasa para la fluctuación de la velocidad longitudinal u_{rms}/U_b , ya que éstas es la principal de componente de la velocidad que contribuye con la intensidad turbulenta.

6.3. INTENSIDAD TURBULENTA.

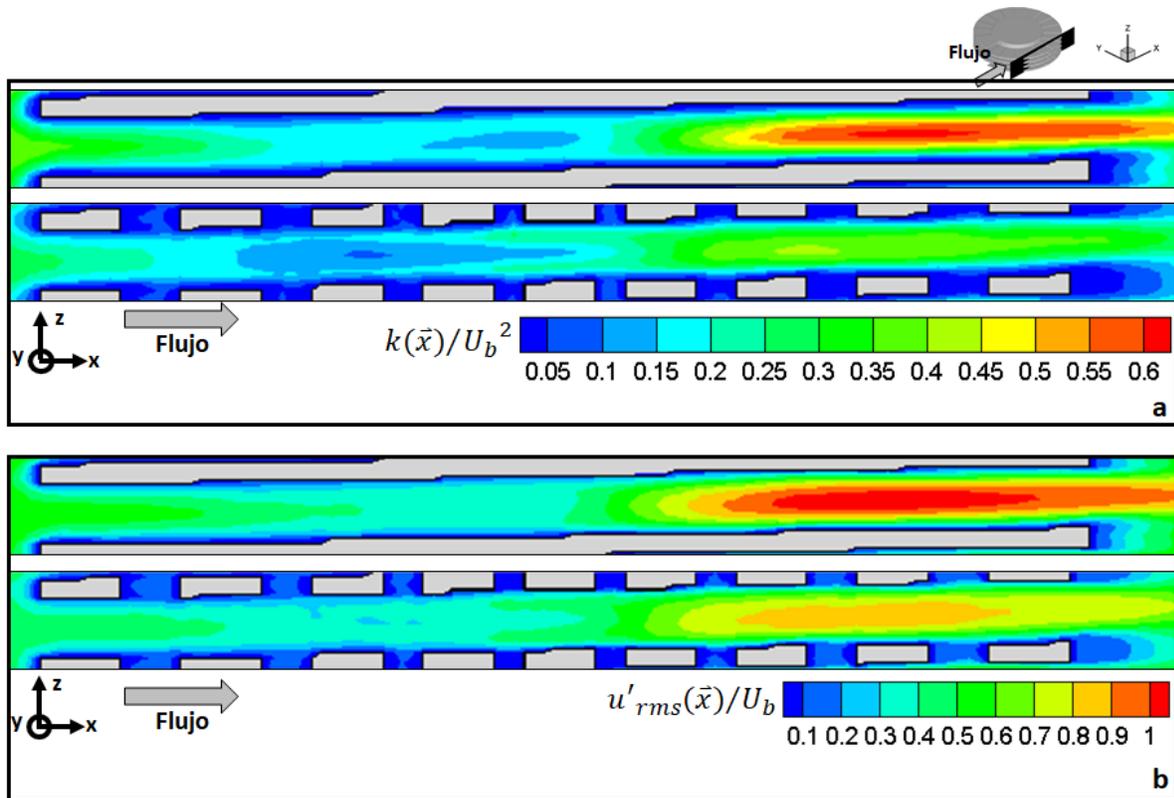


Figura 34: Intensidad turbulenta entre aletas.

En cuanto a cómo la turbulencia afecta al perfil de temperaturas se debe tomar en cuenta las fluctuaciones de la temperatura T_{rms} (Figura 35). Las fluctuaciones de la temperatura llegan a tener valores de hasta 0.2, es decir, la turbulencia del fluido llega a incrementar los valores de la temperatura en al menos un 20%. Realizando la comparación entre geometrías tenemos que los valores máximos de las fluctuaciones de la temperatura T_{rms} están más presentes en todo el dominio en el caso 4 que en el caso 1, por lo que se concluye que conforme el arreglo de aletas sea más abierto, mayor serán las fluctuaciones de temperatura. respecta. Los lugares dónde se concentran las mayores fluctuaciones son sitios alejados de la interfase aletas-fluido, específicamente en dos lugares del dominio: En la entrada del dominio y en la parte trasera del tubo central, la cuál también coinciden con las zonas de recirculación.

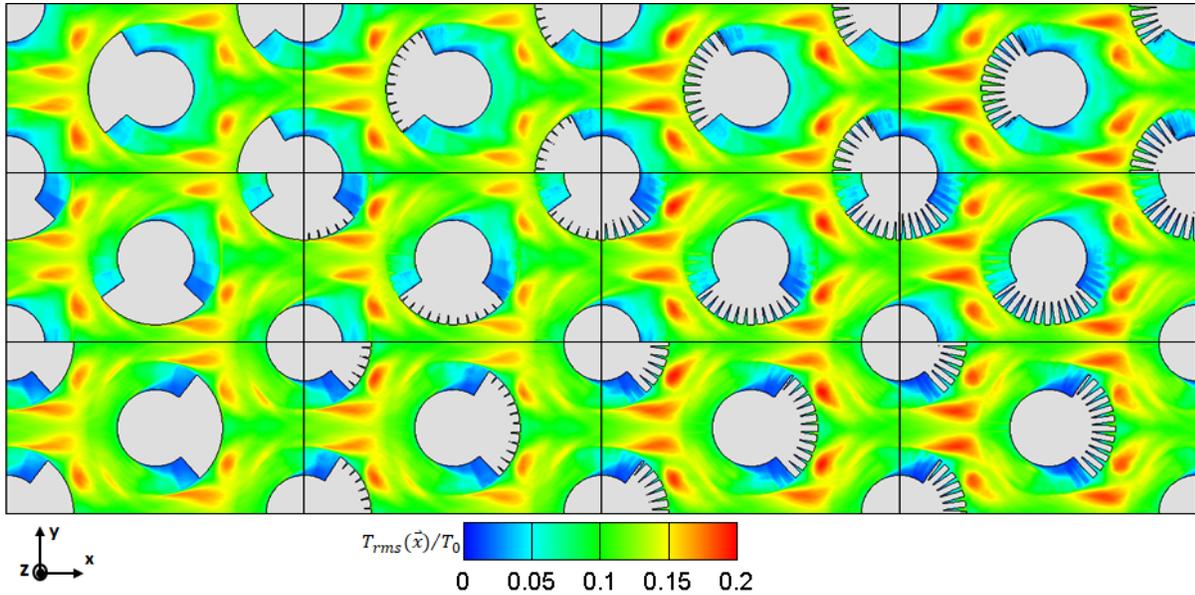


Figura 35: Fluctuaciones de temperaturas T_{rms} .

6.4. Criterio Q.

Como se ha explicado anteriormente, el criterio Q nos permite visualizar vórtices tridimensionales en el dominio. Tal y como se observó en trabajos previos [6][5], estos vórtices se generan debido al estancamiento de la corriente principal con la base del cuerpo sólido. En la Figura 37 se realiza una comparación entre los casos más extremos (caso 1 y caso 4) cuando $Q(D_0/U_b) = 2500$. Del mismo modo en que Magos [6] pudo observar, los vórtices herradura son más propensos formarse en el tubo base y en las puntas de las aletas, sin embargo al hacer la comparación entre el caso 1 y el caso 4 podemos identificar que el criterio Q se comporta de forma muy distinta en cada diseño. Cuando el flujo comienza a separarse de las aletas, el espacio entre aletas propicia la formación de pequeños vórtices, sin embargo en el caso 1 estos vórtices son más definidos y elongados y en el caso 4 los vórtices son mucho más pequeños pero son más abundantes.

En este tipo de flujos, en la base del tubo se forman vórtices herradura. Esto pasa para el caso 1 (Aleta lisa), los vórtices herradura si logran formar en la base del tubo pero para el caso 4 (Aletas segmentadas) estos vórtices no se alcanzan a formar por completo, al menos para $Q(D_0/U_b) = 2500$. Por lo que se tomó una segunda aproximación la cuál se puede apreciar mejor en la segunda sección de la figura 37, dónde se tomaron los valores para $Q(D_0/U_b) = 800$, en ese rango de valores los vórtices herradura si pueden formar

6.4. CRITERIO Q.

otra forma de ver estos vórtices herradura aunque de forma más indirecta. En las líneas de trayectoria no se alcanza a ver mayores diferencias entre caso 1 que en el caso 4, salvo en el plano (3), en dónde en el caso 1 los vórtices apenas se logran a formar y en el caso 4 los vórtices si se forman, esto puede deberse a que las zonas de recirculación del caso 4 son más prominentes que en el caso 1. Estas líneas de trayectoria sólo sirven para fines ilustrativos ya que éstas no cuantifican realmente los vórtices que se generan en el flujo.

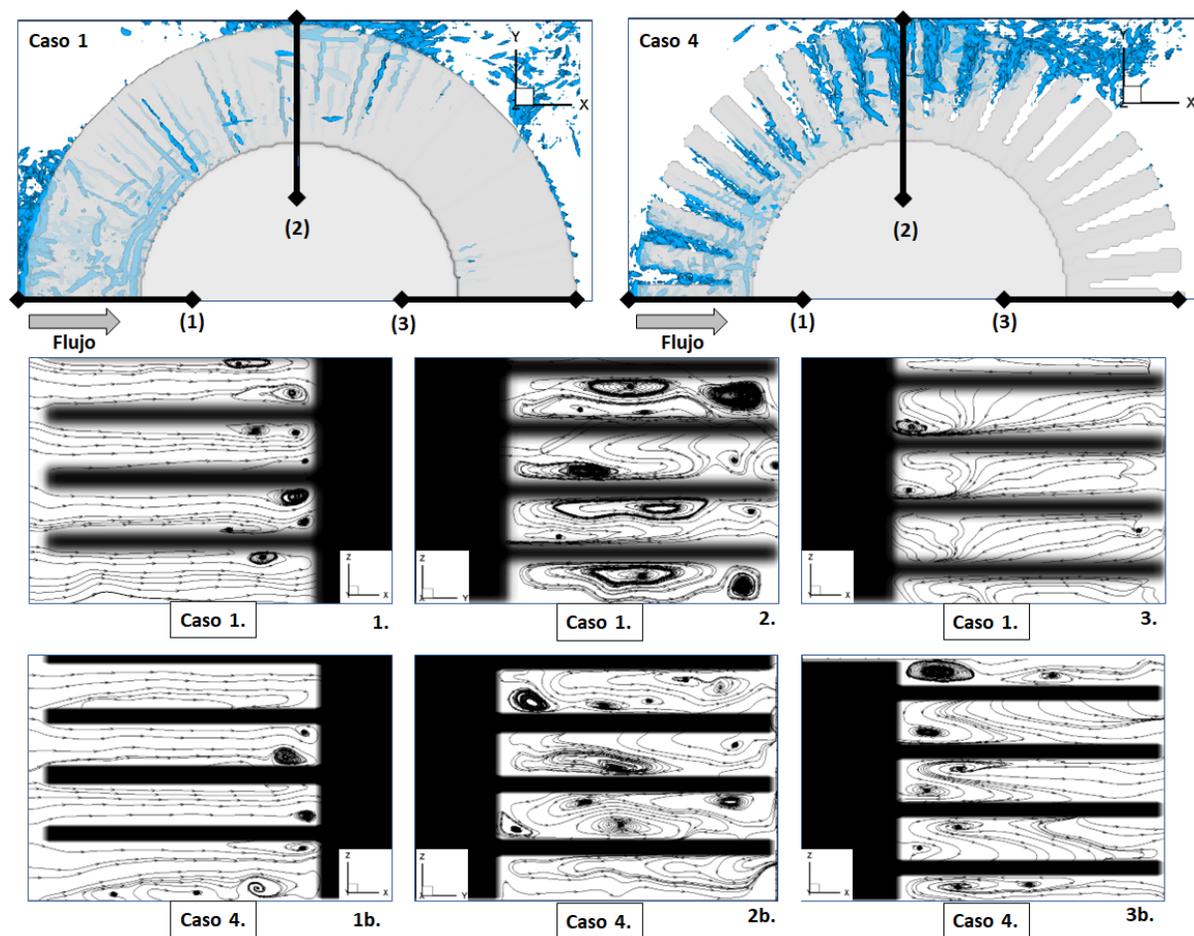


Figura 37: Líneas de trayectoria entre las aletas.

7. Conclusiones.

Se presentaron para todos los diseños de aletas, los contornos de temperaturas y velocidades más generales. Sin embargo, el análisis comparativo directo, entre arreglos de aletas, se restringió entre el caso 1 y el caso 4. Al ser los casos más extremos, son los que presentan mayores diferencias, y el resto de diseños sólo muestran características intermedias entre el caso 1 y el caso 4. El caso 2 y el caso 3 sólo sirvieron para comprobar que se presentan las mismas tendencias hidrodinámicas y térmicas.

Una mejor formación de la capa límite de las aletas conlleva a una mayor generación de turbulencia, a diferencia de lo que sugiere Magos en sus conclusiones [6]. La capa límite de la aleta lisa es más continua y abarca mayor espacio, lo que permite un mejor desarrollo de la turbulencia. La generación de turbulencia también se concentra en zonas muy cercanas a los tubos. Por lo que también hay una formación de una capa límite turbulenta cerca los tubos, cuyos efectos son equiparables a la capa límite turbulenta que se forma cerca de las aleta.

Sin embargo se presenta un detalle con respecto a la transferencia de calor de las aletas: La parte turbulenta de la velocidad parece no afectar mucho la transferencia de calor en las cercanías de las aletas, de ser así la transferencia de calor sería mayor que en el caso 1 que en el caso 4 y pasa el efecto contrario. Esto se debe a que hay poco espacio libre entre aletas, lo cuál no permite una mayor entrada de fluido a la temperatura de referencia. Comprobando que independientemente de la generación de turbulencia, la transferencia de calor en todo el dominio aumenta entre más profunda sea la muesca de las aletas, debido a una mayor interacción entre el fluido y las aletas.

Los contornos de las fluctuaciones de temperatura T_{rms} muestran que la transferencia de calor a través del tiempo es más mayor en el caso 4 que en el caso 1. Cabe resaltar que estas las fluctuaciones de temperatura de mayor magnitud se encuentran fuera de las aletas y los tubos. Estas zonas están muy próximas a los valores máximos de la generación de turbulencia. En estos sitios, la generación turbulencia y la transferencia de calor parecen estar correlacionadas.

Es importante señalar que las zonas de temperatura mínima que se presentan en la parte trasera de los tubos, no corresponden a un enfriamiento físico del fluido. Este comportamiento se debe al efecto del término fuente de las ecuaciones de gobierno sobre la simulación. Por lo tanto, lo que realmente se manifiesta en estos contornos de temperatura es una menor transferencia de calor en esas zonas del dominio, esta menor transferencia de calor se debe a una mayor inactividad del fluido.

Las conclusiones que se presentan sobre la relación de la turbulencia y la transferencia de calor provienen de un análisis meramente comparativo entre los contornos de velocidad, temperatura e intensidad turbulenta. Existen diferentes contradicciones sobre la correspondencia entre la transferencia de calor y la generación de turbulencia y sólo se pueden ser resueltas sí se establece una correlación entre turbulencia y transferencia de calor mediante un modelo matemático teórico o experimental. Sin embargo los resultados mostrados no son suficientes para cuantificar esta correlación.

La principal limitación de este trabajo reside en las condiciones de la simulación. La transferencia de calor en este trabajo depende mucho de los términos fuente de las ecuaciones de gobierno, por lo que para futuros trabajos que pretendan simular otros tipos de condiciones de frontera, es decir en vez de una temperatura constante en las aletas, consideren un flujo de calor constante en los tubos e integrar la conductividad de las aletas, o incluir algún flujo secundario que pase a través de los tubos, se debe plantear que los términos fuentes que se utilizaron en la simulación pueden ser inadecuados.

Las modificaciones al código numérico, ya había sido previamente utilizado por Salinas-Vázquez [4][5] y Magos Alba[6], fueron capaces de mostrar la transferencia de calor en un banco de tubos. La presentación de las mismas tendencias hidrodinámicas de trabajos previos demuestran que los resultados en este trabajo son igual de válidos. Sin embargo, al obtener más información sobre los efectos de las aletas sobre el flujo, se pudieron realizar una serie de aclaraciones o correcciones mostrando avances significativos en el estudio de la turbulencia en intercambiadores de calor. Los resultados fueron fundamentales para la publicación de un artículo en la revista mexicana de física y sirven como referencia para futuras publicaciones.

Apéndice: Artículo



Martín Salinas-Vázquez
Instituto de Ingeniería
Universidad Nacional Autónoma de México.
Torre de Ingeniería, 1er piso, cub. 13
Circuito Interior, Ciudad Universitaria
C.P. 04510. Del. Coyoacán
México, D.F.
MEXICO
E-mail: msalinasv@iingen.unam.mx
Tel. : + (52) (55) 56233600, ext. 8773

Dear Dr. Alfredo Raya
Editors in Chief Revista Mexicana de Física.

Please find attached to this letter, the paper: “The effect of segmentation depth in a helical fin tube bundle on the anisotropic turbulence state”, by M. García-Andrade, E. Martínez-Espinosa, M. Salinas-Vázquez *, J. Ramírez-Cruz, W. Vicente and J Rosas-Flores, for its consideration in Revista Mexicana de Física.

Best wishes.

Yours sincerely (Saludos cordiales),

Martín Salinas-Vázquez
Corresponding author.

The effect of segmentation depth in a helical fin tube bundle on the anisotropic turbulence state.

Efecto de la profundidad de segmentación de un arreglo de tubos aletados helicoidalmente en el comportamiento anisotrópico de la turbulencia.

M. A. García-Andrade^a, E. Martínez-Espinosa^a, M. Salinas-Vázquez^{a,*}, J. Ramírez-Cruz^b, W. Vicente^a, and J. Rosas-Flores^b

^aInstituto de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México, 04510, Mexico City, MEXICO.

^bFacultad de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México, 04510, México City, MEXICO.

*Autor de correspondencia: msalinasv@iingen.unam.mx

Received 15 April 2022; accepted 16 April 2023

Abstract

The large eddy simulation approach was used to perform a numerical simulation of a flow around a helical segmented-fin tube bundle. This work focuses on the study of turbulence and the effect of segment depth on it. The simulation was conducted in an area away from the boundaries of the tube bundle, where the flow is fully-developed, and the use of periodic boundary conditions is possible. The computer-aided design of the helical segmented-fin tube geometry is incorporated into the computational grid from the immersed boundary technique. The Reynolds stress tensor was used to analyze the anisotropic state of turbulence. This flow is characterized by an anisotropic state generated by a flow with a preferential direction. A transfer of momentum in the inter-segment space and contiguous zones was observed. This inter-segment flow generates a less anisotropic state of turbulence. This study aimed to understand a possible transformation of heat transfer with marginal geometrical changes and pressure drop increases.

Resumen

Una Simulación de Grandes Escalas (Large Eddy Simulation) fue desarrollada para el estudio del flujo alrededor de un arreglo de tubos con aletas segmentadas. Este trabajo se enfoca en el estudio de la turbulencia y del efecto de la profundidad de la muesca del segmento sobre ella. La simulación se realizó en una zona lejana de las fronteras, donde el flujo está totalmente desarrollado, y el uso de fronteras periódicas es posible. La geometría es generada con diseño asistido por computadora e introducida en la malla computacional a partir de la utilización de fronteras inmersas. El tensor de esfuerzos de Reynolds es obtenido y utilizado para analizar el estado anisotrópico de la turbulencia. Este flujo se caracteriza por un estado anisotrópico generado por el flujo con una dirección preferencial. Un intercambio de cantidad de movimiento entre los segmentos de las aletas genera un estado de la turbulencia menos anisotrópico en esta zona. A partir de este análisis se trata de entender una posible transformación en el flujo de calor, con mínimos cambios de geometría y caída de presión.

Keywords: *Helical fin, Segmented fin, Tube bundle, Turbulence, Anisotropy, Reynolds stress tensor*

1 Introduction

Helical segmented-fin or serrated-fin tubes are widely used in heat exchangers because the heat transfer surface decreases, and consequently, the weight of the thermal equipment is reduced. The heat transfer performance is not sacrificed because the geometry of finned tubes promotes turbulence, although the pressure drop also increases. In the open literature, experiments and numerical simulations have studied the thermal-hydraulic behavior of helical segmented-fin (serrated-fin) tubes. Most experiments present global studies of heat transfer and pressure drop on finned tube banks [1-5]. Some works compare the thermal performance of different serrated-fin geometries, as developed by Zhou et al. [1]. Other studies analyze the effect of segmented-fin (serrated-fin) characteristics, such as fin pitch, fin height, fin density, and segmented fin height on heat transfer and pressure drop. For instance, heat transfer and pressure drop increase as fin

height and fin density increase, as reported by Naess [2] and Ma et al. [3]. In contrast, the fin pitch has a reverse behavior because heat transfer and pressure drop decrease, as found in Naess [2] and Kiatpachai [4]. Keawkamrop et al. [5] found that segmented fin height significantly affects the Nusselt number. Some experiments report detailed information as visualizations [6,7] and velocity measurements [8]. For example, Pis'mennyi [6,7] identified experimentally intense vortical structures in the front of the fins, which increased the transfer of momentum and energy. Papa [8] measured the velocity field and turbulence parameters in half of a finned tube.

On the other hand, numerical simulations present detailed information on the heat transfer performance of a single-finned tube [9-13] or a small-finned tube bundle [1,14-22]. Most numerical simulations focus on representing the flow around the finned tube and its connection to heat transfer [1,9-11,14,15,17,18,20,21]. For example, Martínez-

Espinosa et al. [18] found intense temperature gradients near the vertex of segmented fins where heat transfer is intense. Other investigations included parametric studies of fin characteristics (segmented fin height, fin pitch, fin height, or fin thickness) on heat transfer [12, 13, 16, 19]. Anoop et al. [12] found that segmented fin height has the same thermal performance as plain fins, with less heat transfer area. Finally, few works have studied the turbulent structures in helical segmented-fin tubes and their relation to energy transport. Kumar et al. [19] found vortices generated by fins and horse-shoe vortices along the tube surface that enhanced the heat transfer. These vortices were identified through vector maps and streamlines in a RANS) simulation (Reynold Average Navier Stokes). Salinas-Vázquez et al. [22] found relevant momentum transfer in the inter-segment space, which increased the turbulence and the formation of vortices between the fins at high spaces between the segments.

State-of-the-art research reveals that few works have studied turbulent structures in helical segmented-fin tubes [19, 22]. Studies of heat transfer performance reveal that heat transfer is intense in the vertex of segmented fins [5, 18] and influenced by the presence of vortices in these zones [6]. Few studies have been conducted on turbulence structures and their connection to heat transfer and pressure drop in helical segmented-fin tubes. Therefore, this study continues the turbulence study developed by Salinas-Vázquez et al. [22] while considering studies on the vertex of segmented fins conducted by Martínez-Espinosa et al. [18] and Keawkamrop et al. [5]. The primary objective is to propose a way to increase the thermal performance of helical segmented fins without an increase in pressure drop and heat transfer surface. Then, a numerical study of the anisotropic state of the turbulence is developed at different segmented fin heights. Simulations were conducted using the large eddy simulation (LES) approach and numerical tools, such as periodic boundary conditions and the immersed boundary technique. Four cases were simulated at different segmented fin heights to understand the effect of the depth of the fin segmentation on thermal-hydraulic performance.

2 Governing Equations.

The compressible Navier–Stokes equations in a Cartesian frame of reference can be written as follows [23]:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial x_i} = \mathbf{S}_F \quad (1)$$

\mathbf{U} is the vector of conservative variables, defined as:

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho e)^T \quad (2)$$

Where u_i represents the velocity component in the i -direction, and ρ is the density. In the results section, both the velocity and space direction vectors were changed from (u_1, u_2, u_3) to (u, v, w) and (x_1, x_2, x_3) to (x, y, z) , respectively. The total energy, which is the sum of internal and

kinetic energies, is defined for an ideal gas as follows:

$$\rho e = \rho c_v T + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2)^2 \quad (3)$$

F_i Is the fluxes in the three spatial directions.

$$\mathbf{F}_i = \begin{pmatrix} \rho u_i u + \frac{1}{\gamma M^2} p \delta_{i1} - \frac{\mu}{Re} S_{i1} \\ \rho u_i v + \frac{1}{\gamma M^2} p \delta_{i2} - \frac{\mu}{Re} S_{i2} \\ \rho u_i w + \frac{1}{\gamma M^2} p \delta_{i3} - \frac{\mu}{Re} S_{i3} \\ (\rho e + P) u_i + \frac{\gamma M^2}{Re} \mu S_{ij} u_i - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{k}{Pr Re} \frac{\partial T}{\partial x_i} \end{pmatrix} \quad (4)$$

k is thermal conductivity, δ_{ij} is the Kronecker delta, and S_{ij} is the deformation tensor, defined as:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot u) \delta_{ij} \right) \quad (5)$$

The vector S_F , corresponding to the source terms, is a function of time only and is necessary to counteract the friction losses in the principal direction. Force must be introduced to represent a fully-developed flow economically (Figure 1a) by imposing a constant mass flux in the periodic main flow direction. This forcing term, $f_s(t)$, is equivalent to the imposition of a mean streamwise pressure gradient (see the appendix in Salinas et al. [22]). The forcing appears in the energy equation multiplied by the mean bulk velocity (equation 7).

$$\mathbf{S}_F = (0, f_s(t), 0, 0, U_b f_s(t))^T \quad (6)$$

3 Numerical Solution.

3.1 Numerical scheme.

Equations 1 to 4 in the generalized coordinates were solved using the fully explicit McCormack scheme [24], second order in time, and fourth order in space.

3.2 Initial and boundary condtions

The thermodynamic variables, temperature, and pressure (or density) were initialized by a constant value and equal to their reference values of T_{ref} and P_{ref} (atmospheric conditions). The tube temperature is constant through the simulation and equal to $T_{tube} = 1.4 T_{ref}$. The streamwise velocity (x -direction) was equal to its reference value of $U_0 = U_b$, which was the bulk flow velocity in the domain, defined as:

$$U_b = \frac{(\rho u)_b(t)}{(\rho)_b(t)} \quad (7)$$

The mean bulk value of a variable is given by:

$$(\varnothing)_b(t) = \frac{1}{V_{Free_Total}} \iiint \varnothing(\vec{x}, t) \delta_b(\vec{x}) dx dy dz \quad (8)$$

$$\delta_b(\vec{x}) = 1 \text{ Free volume}$$

$$\delta_b(\vec{x}) = 0 \text{ Blocked volume, solid body}$$

$$V_{Free_Total} = \text{Total volume of comp. domain}$$

Two spanwise velocity components (y - z direction) were considered null ($V_0 = 0$ and $W_0 = 0$). Periodic boundary conditions were applied in the x - and y -directions. Isothermal slip-walls [25] were imposed in the z -direction. These boundary conditions allowed for simulating this type of flow at the fully developed zone of the tube bundle (after four to five rows of the inlet and far from the lateral walls [26]) while saving computer resources. This condition consists of cloning the computation domain in the periodic directions. See Figure 1a.

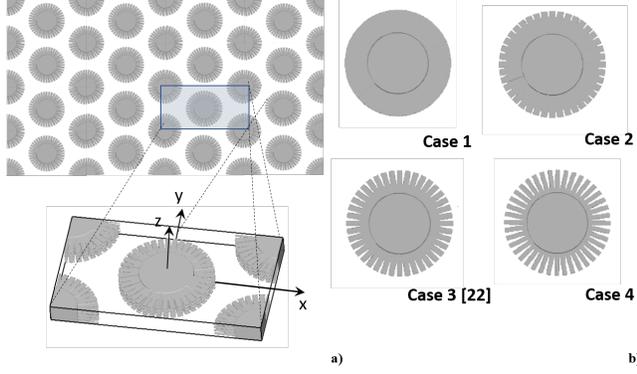


FIGURE 1. Periodic boundary conditions and fin configuration a) numerical domain and physical representation of periodic boundary conditions and b) fin characteristics for the four studied cases.

3.3 Turbulence Model.

The present work uses a turbulence model based on the LES: the selective structure-function model [27–29]. From this model, turbulent viscosity is computed to consider the turbulent effects in the flow.

3.4 Immersed boundary conditions.

Immersed boundaries allow solid bodies with complex geometries to be introduced into a flow. The complex solid body geometry of the fins was generated using computer-aided design software in STL format (Standard Triangle Language). Geometry was later transferred to the computational domain [22, 30, 31]. A stepping velocity behavior that closes the body walls is a problem created by the inconsistency of modeling curved geometry on a Cartesian grid. This was avoided by interpolating the velocities near the walls [32]. The pressure was extrapolated from the fluid to the solid [33], which allowed for a null pressure gradient at any wall surface.

4 Validation.

The validation was conducted in two stages. In the first, the numerical and experimental results obtained by Simonin and Barcouda [26] were compared in a smooth tube bundle [32]. In the second stage [22], the mean streamwise velocity was compared with the experimental results [8].

5 Simulation Characteristics.

The computational domain was the same as in a previous study [22]. The reduced domain comprised a complete tube at the center and four quarters in the corners (see Figure 2). In this work, only the hydrodynamics of the fluid were studied. The Reynolds number ($Re = \frac{U_b D_0 \rho_{ref}}{\mu(T_{ref})}$) used in this study was 16890 (equal to that used in Martinez et al. [18] and Salinas-Vázquez et al. [22]). The dimensionless computational domain lengths are ($D_0 = 0.0508m$): $2.228D_0 \times 1.286D_0 \times 0.22D_0$ for the x -, y -, and z -directions, respectively. Due to the complexity of the tubes, the grid was uniform in all three directions. The grid resolution is $371 \times 213 \times 80$ computational nodes for the x -, y - and z -directions. This resolution was obtained after studying the independence between the resolution and the results [34]. All geometrical characteristics are presented in Figure 2. In engineering, the best solutions are the simplest. For this reason, the present work intends to complement previous works [22] on the subject by changing the fin segmentation depth, l_s . Four different configurations (Figure 1b) were studied: $l_s/l_f = 0.0$ (smooth fin), 0.25, 0.5 (base case [22]), and 0.75, where l_f is the total fin length and l_s is the segmentation depth (see Figures 1b and 2b). The flow characteristics, computational domain length, and resolution were the same for all cases (Figure 2).

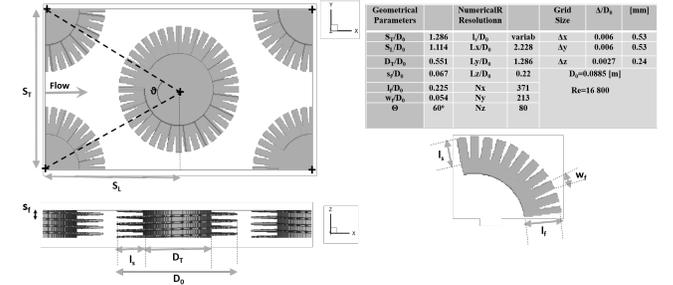


FIGURE 2. Geometrical characteristics and resolution of the studied numerical domain.

5.1 Statistical variables.

We define the mean quantities as the average of the variable across time. For any given instantaneous quantity $f(\vec{x}, t)$, the mean was written as $F(\vec{x})$. No spatial averaging in the periodic directions was possible for this configuration. The instantaneous fluctuation $f'(\vec{x}, t)$ from the mean satisfies $f'(\vec{x}, t) = f(\vec{x}, t) - F(\vec{x})$. The term “rms” indicates that the fluctuating values are defined, as in the following:

$$u'_{rms} = \langle u'_i u'_i \rangle^{1/2} \quad (9)$$

where $\langle u'_i u'_i \rangle$ are the normal Reynolds stresses. The Reynolds stress anisotropy tensor b_{ij} , normalized with the turbulence kinetic energy ($k = \frac{1}{2} \langle u'_k u'_k \rangle$), is defined to quantify deviation from an isotropic stress field:

$$b_{ij} = \frac{\langle u'_i u'_j \rangle}{\langle u'_k u'_k \rangle} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \quad (10)$$

The second and third invariants of the tensor are defined as [35]:

$$\begin{aligned} II &= b_{ij}b_{ji}/2 \\ III &= b_{ij}b_{jk}b_{ki}/3 \end{aligned} \quad (11)$$

Based on the previous invariants, the η and ξ variables are defined as [35-37]:

$$\begin{aligned} \eta^2 &= II/3 \\ \xi^3 &= III/2 \end{aligned} \quad (12)$$

The anisotropic state of turbulence can be described by a characteristic spheroid whose radii correspond to the eigenvalues [36]. The anisotropic state of turbulence parameter [F] scales the degree of anisotropy from zero (one- or two-component turbulence, anisotropy) to one (isotropic turbulence), and it is defined as [35-37]:

$$[F] = 1 - 27\eta^2 + 52\xi^3 \quad (13)$$

6 Results

6.1 Mean streamwise velocity

Figure 3 shows the mean streamwise velocity in a z-plane. The darker blue zones (negative velocity values) show recirculation zones. As seen in previous works [22], the mean velocity field shows a pair of symmetrical recirculations behind the tubes (dark blue zones, A-square) and high-velocity bands away from the tubes (red zones, B-square). However, several antisymmetric recirculations were observed in instantaneous fields [22]. Recirculation size (C-lines) and the minimal and maximal mean streamwise velocity values were similar for all cases studied. A comparable situation was observed for the other components. Small changes in velocity fields bring with them minimal changes in pressure drop. A great advantage in heat exchanger design is the marginal increase of < 2% in the pressure drop observed between Cases 1 and 4.

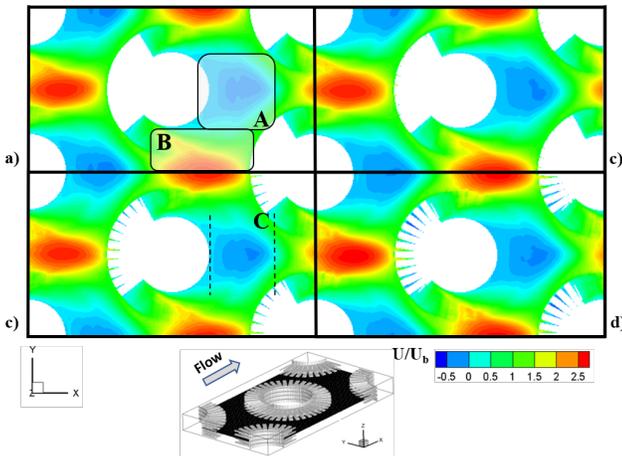


FIGURE 3. Mean streamwise velocity in a z-plane, $z/D_0 = 0.11$ for a) Case 1, b) Case 2, c) Case 3, and d) Case 4.

6.2 Interfin zone interactions.

The main change in the flow for the different cases studied was found in the interfin zones. The interaction between these zones is shown from instantaneous velocity fields. Figure 4 shows the trajectory lines in the y-plane. The flow goes from one zone to another through the spaces made by the fin segmentation (Figure 4c). The instantaneous and mean magnitude of the normal velocity component increases in this zone.

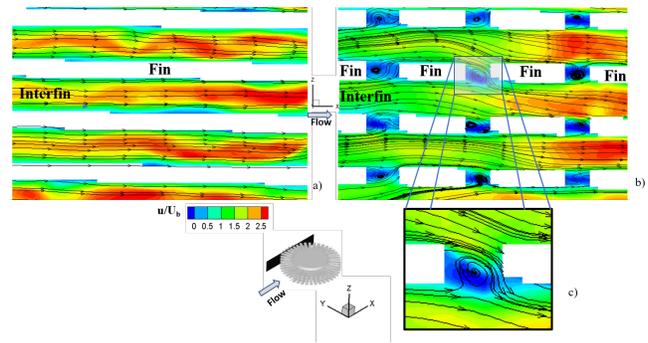


FIGURE 4. Instantaneous streamwise velocity contours and trajectory lines in the y-plane, $y/D_0 = 0.44$, a) Case 1, b) Case 4, and c) flow from one interfin zone to another (Zoom Case 4).

6.3 Turbulence intensities.

Figure 5 shows the turbulence intensities (rms-values) and the turbulence kinetic energy ($k = \frac{1}{2} \langle u'_k u'_k \rangle$), in a z-plane. Contours show a decrease from Case 1 to 4 in the u'_{rms} and v'_{rms} intensities, as well as in the turbulence kinetic energy, k (less than 10%). However, an increase in the intensity of w'_{rms} (3-4%) was observed (A-square, Figure 5). All z-planes reflected similar behavior. The flow developed between the fins is similar to that obtained in a plane channel flow. However, the normal component (w'_{rms}), could not entirely develop due to the narrowness of the space between fins. Here, turbulence was created by the wall boundary layers. In Case 4, the space between segments does not allow the full development of these boundary layers. The result was a decrease in the magnitude of the turbulence intensities u'_{rms} and v'_{rms} . Only the component w'_{rms} was favored, by the flow between the interfin zones, as seen in Section 6.2.

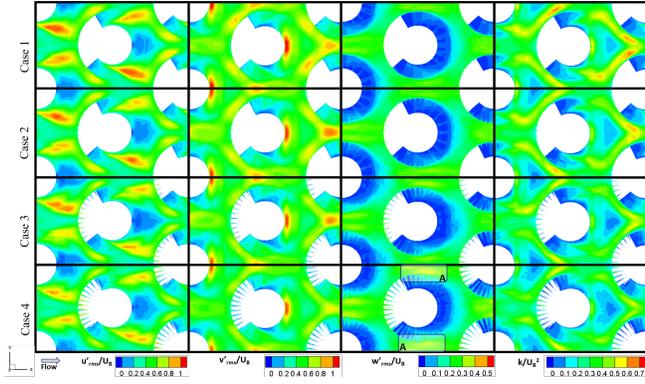


FIGURE 5. Turbulence intensities u'_{rms} , v'_{rms} , and w'_{rms} ; and the turbulence kinematic energy, k , in a z -plane, $z/D_0 = 0.11$.

Despite the previous changes observed in the magnitude of the turbulence intensities outside the fin zones, the anisotropic state of turbulence is also transformed. The turbulence in this flow was highly anisotropic because it has a preferential flow direction (streamwise direction). This flow changed direction around the tubes and transfer turbulence energy from the streamwise (u'_{rms}), to the spanwise component (v'_{rms}) (e.g., boundary layers, solid bodies, and wakes). However, the fins restrict the transfer of turbulence energy to the third direction, w'_{rms} . The impact of the fins on the anisotropic state of turbulence can be seen in Figure 6. This figure shows the contours of the parameter $[F]$ (Eq. 13). The fin segmentation promoted the transfer of turbulent energy from the main direction component, u'_{rms} , to the normal component w'_{rms} favoring a less anisotropic state of turbulence. In Figures 6c and 6d, the increase in the magnitude of $[F]$ is observed in front (red zone, A-square), behind (B-square), and to the sides of the tubes (C-square). Similar behavior was observed in all z -planes. $[F]$ values closer to 1 indicated a state of turbulence that tended toward isotropy. The line contours in Figure 6 show the values $0.5 < [F]$. The zones increased from Case 1 to Case 4, corroborating our hypothesis that fin segmentation promotes less anisotropic turbulence.

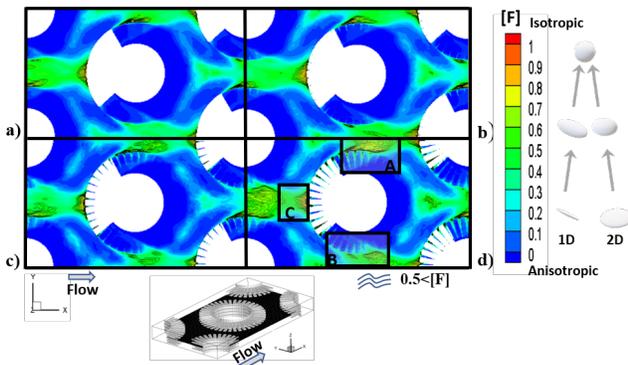


FIGURE 6. The anisotropic state of turbulence parameter $[F]$ contour in a z -plane, $z/D_0 = 0.1$; a) Case 1, b) Case 2, c) Case 3, and d) Case 4. Line contours show $0.5 < [F]$ zones.

Figure 7 shows the contours of the three turbulence variables in the y -plane. In this zone, an increase in the component w'_{rms} was observed, mainly in front of the fin segments (Figure 7c), where a mean recirculation flow was created (see Figure 7d) (trajectory lines of the mean velocity fields). In Case 4, a slight increase in k was observed (Figure 7a), but outside the interfin zone, its magnitude was lower than in Case 1. For Case 4, the anisotropic state of the turbulence is closer to isotropy, and contour values of the parameter $[F]$ are near 1 (Figure 7b). A more isotropic turbulence behavior, where the parameter $[F]$ is closer to unity, could transform the momentum and the energy distribution (work is in progress). Previous works have not reported results on the influence of the anisotropic state of turbulence on heat transfer in similar geometries.

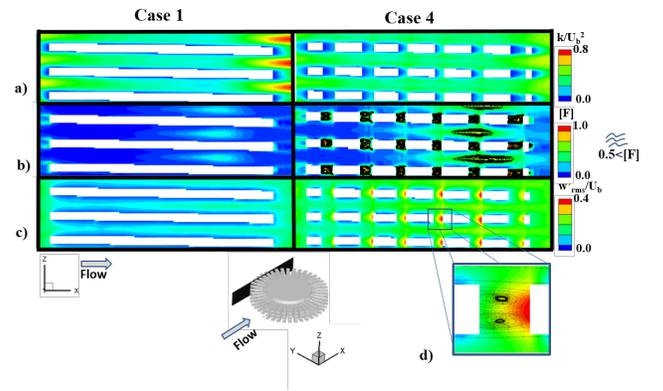


FIGURE 7. Turbulent variables in a y -plane, $y/D_0 = 0.44$, include a) turbulence kinematic energy, k , b) the anisotropic state of turbulence parameter $[F]$, c) turbulence intensity, w'_{rms} , and d) turbulence intensity, w'_{rms} , magnified view of the interfin zone.

Figure 8 shows the streamwise mean profiles of the $[F]$ parameter and the turbulence kinetic energy k . The values were obtained from a variation of Eq. 8, integrated only in the y - z planes:

$$(\varphi)_x(t) = \frac{1}{\mathbf{A}(\mathbf{y} - \mathbf{z})_{Free_Total}} \iint \varphi(\vec{x}, t) \delta_b(\vec{x}) dy dz \quad (14)$$

$\mathbf{A}(\mathbf{y} - \mathbf{z})_{Free_Total}$ are the free yz -area of every x -plane. The important thing to highlight is the areas where the variables are the maximum. In the case of parameter $[F]$, the maximum value was observed in front of the tubes (Figures 6 and 8) and on the sides of the tubes, generated mainly by the separation of the boundary layers B and C-square (Figures 6 and 8). Figure 8a shows a third peak at the beginning of the last zone mentioned above. The small peaks in Figure 8a (in the B- and C- squares) are the effect of fin segmentation. The streamwise mean maximum values for Case 4 are $[F] \approx 0.4$, and for Case 1, $[F] \approx 0.28$. However, locally, the value can reach close to 0.9 in both cases. For turbulence kinetic energy, the distribution was more uniform. The variable decreased around the tube center. The highest streamwise velocity was observed in this zone (Figure 3). In this zone, the minimum values of the fluctuations of

the principal components are found. However, an increase in the third component, A-square (Figure 5), was observed for Cases 3 and 4. Figure 8b shows the bulk mean (Eq. 8) values for each case. A maximum decrease of 16% was found between Cases 1 and 4.

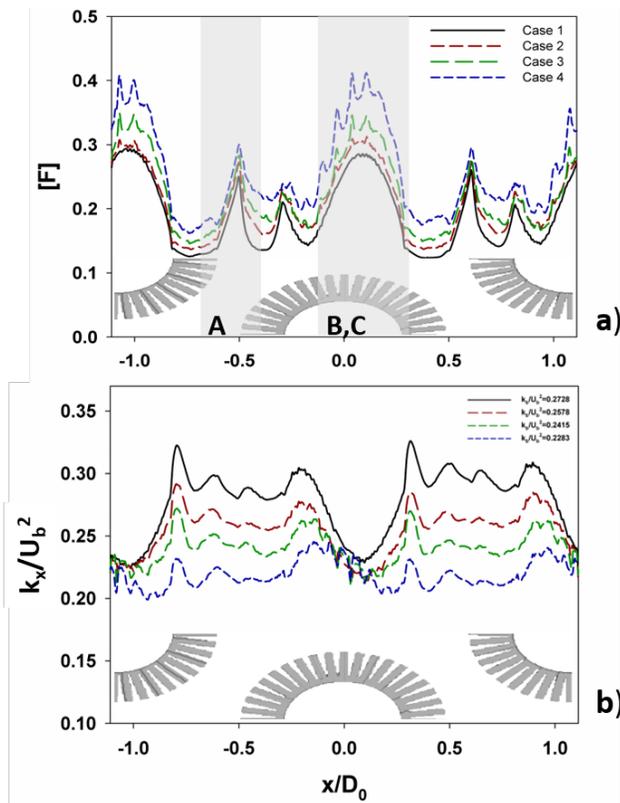


FIGURE 8. Streamwise mean profiles: a) $[F]$ parameter (A-, B-, C-squares in Figure 6), and b) turbulence kinetic energy, k_x/U_b^2 bulk mean values. In legend: k_b/U_b^2 (Eq. 8).

7 Conclusions.

This study analyzed the effect of fin segmentation depth on turbulence in a helical fin tube bundle. Much of the turbulence generated is due primarily to the boundary layers and the wakes behind the solid bodies. In the case of segmented fins, the discontinuity of fin walls does not allow the complete development of boundary layers, obtaining a reduced turbulence kinetic energy (Figure 8) of up to 15% in Case 4 compared to Case 1. Despite the decrease in the magnitude of the turbulence, the fin segmentation generated a state of turbulence closer to isotropy, which would transform heat transfer (this work is in progress). This assumption is based on the turbulence transformation observed in the interfin zone, where heat transfer was produced in this flow. Likewise, an intense flow interaction was observed between interfin zones.

Acknowledgments

We thank Fernando Maldonado, manager of the Tonatiuh Cluster of the Instituto de Ingeniería de Universidad Nacional Autónoma de México, and his team, ASUL, for his help and collaboration with the use of this numerical resource.

1. H. Zhou, et al., Research on gas side performance of staggered fin-tube bundles with different serrated fin geometries, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 152 (2020) 119509, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.119509>
2. E. Næss, Experimental investigation of heat transfer and pressure drop in serrated-fin tube bundles with staggered tube layouts, *Applied Thermal Engineering* 30 (2010) 1531, <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2010.02.019>
3. Y. Ma, et al., Experimental investigation of heat transfer and pressure drop in serrated finned tube banks with staggered layouts, *Applied Thermal Engineering* 37 (2012) 314, <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2011.11.037>
4. P. Kiatpachai, S. Pikulkajorn, and S. Wongwises, Air-side performance of serrated welded spiral fin-and-tube heat exchangers, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 89 (2015) 724, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.04.095>
5. T. Keawkamrop, et al., Effect of the segmented fin height on the air-side performance of serrated welded spiral fin-and-tube heat exchangers, *Case Studies in Thermal Engineering* 35 (2022) 102128, <https://doi.org/10.1016/j.csite.2022.102128>
6. E. N. Pis'mennyi, Special features of flow and heat transfer in staggered bundles of transversely finned tubes, *Case Studies in Thermal Engineering* 60 (1991) 676–681, <https://doi.org/10.1007/BF00871502>
7. E. Pis'mennyi, Study and application of heat-transfer surfaces assembled from partially finned flat-oval tubes, *Applied Thermal Engineering* 106 (2016) 1075, <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.06.081>
8. F. Papa, Local Velocities and Heat Transfer Coefficients Over Fintubes. Master Thesis, Master's thesis, University of Alabama in Huntsville (1997).

9. Experimental Analysis of Enhanced Heat Transfer and Pressure-Drop of Serrated Finned-Tube Bundles with different Fin Geometries, https://www.researchgate.net/publication/229044286_Experimental_Analysis_of_Enhanced_Heat_Transfer_and_Pressure-Drop_of_Serrated_Finned-Tube_Bundles_with_different_Fin_Geometries.
10. S.R.Mcilwain, A comparison of heat transfer around a single serrated finned tube and a plain finned tube, International Journal of Research and Reviews in Applied Sciences 2 (2010), https://www.arpapress.com/Volumes/Vol2Issue2/IJRRAS_2_2_01.pdf
11. A. Lemouedda, et al., Numerical investigations for the optimization of serrated finned-tube heat exchangers, Applied Thermal Engineering 31 (2011) 1393, <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2010.12.035>
12. B. Anoop, C. Balaji, and K. Velusamy, A characteristic correlation for heat transfer over serrated finned tubes, Annals of Nuclear Energy 85 (2015) 1052, <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2015.07.025>
13. A. Kumar, et al., 3D CFD simulations of air cooled condenser-II: Natural draft around a single finned tube kept in a small chimney, International Journal of Heat and Mass Transfer 92 (2016) 507, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.07.136>
14. R. Hofmann and H. Walter, Experimental and Numerical Investigation of the Gas Side Heat Transfer and Pressure Drop of Finned Tubes—Part II: Numerical Analysis, Journal of Thermal Science and Engineering Applications 4 (2012), [10.1115/1.4007125](https://doi.org/10.1115/1.4007125)
15. E. Martinez, et al., Numerical simulation of turbulent air flow on a single isolated finned tube module with periodic boundary conditions, International Journal of Thermal Sciences 92 (2015) 58, <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2015.01.024>
16. A. Kumar, et al., 3D CFD simulations of air cooled condenser-III: Thermal-hydraulic characteristics and design optimization under forced convection conditions, International Journal of Heat and Mass Transfer 93 (2016) 1227, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.10.048>
17. E. Martinez-Espinosa, W. Vicente, and M. Salinas-Vazquez, Numerical Analysis for Saving Fin Material in Helical Segmented-Tubes, Applied Thermal Engineering 110 (2017) 306, <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.08.061>
18. E. Martinez-Espinosa, et al., Numerical Analysis of Turbulent Flow in a Small Helically Segmented Finned Tube Bank, Heat Transfer Engineering 38 (2017) 47, <https://doi.org/10.1080/01457632.2016.1156396>
19. A. Kumar, J. B. Joshi, and A. K. Nayak, A comparison of thermal-hydraulic performance of various fin patterns using 3D CFD simulations, International Journal of Heat and Mass Transfer 109 (2017) 336, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.01.102>
20. K. Lindqvist and E. Næss, A validated CFD model of plain and serrated fin-tube bundles, Applied Thermal Engineering 143 (2018) 72, <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2018.07.060>
21. C. Rajesh Babu, et al., CFD analysis of an economizer for heat transfer enhancement using serrated finned tube equipped with variable fin segments, Materials Today: Proceedings 45 (2021) 222, <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2020.10.422>
22. M. Salinas-Vázquez, et al., Large eddy simulation of fully-developed flow in a helical segmented-fin tube bundle, Applied Mathematical Modelling 98 (2021) 595, <https://doi.org/10.1016/j.apm.2021.05.027>
23. M. S. VÁZQUEZ and O. MÉTAIS, Large-eddy simulation of the turbulent flow through a heated square duct, Journal of Fluid Mechanics 453 (2002) 201–238, <https://doi.org/10.1017/S0022112001006887>
24. D. Gottlieb and E. Turkel, Dissipative Two-Four Methods for Time-Dependent Problems, Mathematics of Computation 30 (1976) 703, <http://www.jstor.org/stable/2005392>
25. T. Poinso and S. Lele, Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows, Journal of Computational Physics 101 (1992) 104, [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(92\)90046-2](https://doi.org/10.1016/0021-9991(92)90046-2)
26. O. Simonin and M. Barcouda, Flow through staggered tube bundle Case 78, ERCOFTAC classic database (2007), http://cfd.mace.manchester.ac.uk/cgi-bin/cfddb/prpage.cgi?78&EXP&database/cases/case78/Case_data&database/cases/case78&cas78_head.html&cas78_desc.html&cas78_meth.html&cas78_data.html&cas78_refs.html&cas78_rsol.html&1&0&0&0&1&unknown
27. M. Lesieur and O. Metais, New Trends in Large-Eddy Simulations of Turbulence, Annual Review of Fluid Mechanics 28 (1996) 45, <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.28.010196.000401>
28. M. Lesieur and P. Compte, Large-eddy simulation of compressible turbulent flows. Turbulence in Compressible Flows, AGARD Rep 819, AGARD/VKI Course (1997), <https://www.sto.nato.int/publications/AGARD>
29. E. David, Modélisation des écoulements compressibles et hypersoniques: une approche instationnaire, Ph.D. thesis, Grenoble INPG (1993).
30. E. Olsson and G. Kreiss, A conservative level set method for two phase flow, Journal of Computational Physics 210 (2005) 225, <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2005.04.007>
31. E. Olsson, G. Kreiss, and S. Zahedi, A conservative level set method for two phase flow II, Journal of Computational Physics 225 (2007) 785, <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2006.12.027>
32. M. Salinas-Vázquez, et al., Large Eddy Simulation of a flow through circular tube bundle, Applied Mathematical Modelling 35 (2011) 4393, <https://doi.org/10.1016/j.apm.2011.03.003>
33. R. P. Fedkiw, et al., A Non-oscillatory Eulerian Approach to Interfaces in Multimaterial Flows (the Ghost Fluid Method), Journal of Computational Physics 152 (1999) 457, <https://doi.org/10.1006/jcph.1999.6236>

34. R. Magos-Alba, Numerical simulation of the flow around a tube bundle with helical segmented fins. (Simulación numérica de flujos alrededor de un banco de tubos de aleta helicoidal segmentada), Master's degree thesis, Universidad Nacional Autónoma de México, México (in Spanish). (2019), Available in <https://tesunam.dgb.unam.mx>.
35. Visualizing turbulence anisotropy in the spatial domain with componentality contours (Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs., 2014), <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:29497825>.
36. N. Hamilton, M. Tutkun, and R. B. Cal, Anisotropic character of low-order turbulent flow descriptions through the proper orthogonal decomposition, *Phys. Rev. Fluids* 2 (2017) 014601, <https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.2.014601>
37. J. L. Lumley and G. R. Newman, The return to isotropy of homogeneous turbulence, *Journal of Fluid Mechanics* 82 (1977) 161–178, <https://doi.org/10.1017/S0022112077000585>

Referencias

- [1] E. Martínez, W. Vicente, M. Salinas-Vázquez, I. Carvajal, and M. Álvarez, “Numerical simulation of turbulent air flow on a single isolated finned tube module with periodic boundary conditions,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 92, pp. 58–71, 2015. DOI: [10.1016/j.ijthermalsci.2015.01.024](https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2015.01.024).
- [2] E. Martínez-Espinosa, W. Vicente, M. Salinas-Vázquez, and I. Carvajal-Mariscal, “Numerical analysis of turbulent flow in a small helically segmented finned tube bank,” *Heat Transfer Engineering*, vol. 38, no. 1, pp. 47–62, 2017. DOI: [10.1080/01457632.2016.1156396](https://doi.org/10.1080/01457632.2016.1156396).
- [3] E. Martínez-Espinosa, W. Vicente, and M. Salinas-Vázquez, “Numerical analysis for saving fin material in helical segmented-tubes,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 110, pp. 306–317, 2017. DOI: [10.1016/j.applthermaleng.2016.08.061](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.08.061).
- [4] M. Salinas-Vázquez, M. de la Lama, W. Vicente, and E. Martínez, “Large eddy simulation of a flow through circular tube bundle,” *Applied Mathematical Modelling*, vol. 35, no. 9, pp. 4393–4406, 2011. DOI: [10.1016/j.apm.2011.03.003](https://doi.org/10.1016/j.apm.2011.03.003).
- [5] M. Salinas-Vázquez, J. Ramírez-Cruz, W. Vicente, E. Martínez-Espinosa, H. Aviña-Jiménez, and C. Lagarza-Cortés, “Large eddy simulation of fully-developed flow in a helical segmented-fin tube bundle,” *Applied Mathematical Modelling*, vol. 98, pp. 595–610, 2021. DOI: [10.1016/j.apm.2021.05.027](https://doi.org/10.1016/j.apm.2021.05.027).
- [6] R. Magos-Alba, “Numerical simulation of the flow around a tube bundle with helical segmented fins. (simulación numérica de flujos alrededor de un banco de tubos de aleta helicoidal segmentada),” engineering master degree thesis, Universidad Nacional Autónoma De, México, Mexico, 2019. <http://132.248.9.195/ptd2019/agosto/0794129/Index.html>.
- [7] A. Kumar, J. B. Joshi, and A. K. Nayak, “A comparison of thermal-hydraulic performance of various fin patterns using 3d cfd simulations,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 109, pp. 336–356, 2017. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.01.102](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.01.102).
- [8] K. Kawaguchi, K. Okui, and T. Kashi, “Heat transfer and pressure drop characteristics of finned tube banks in forced convection (comparison of heat transfer and pressure drop characteristics of serrated and spiral fins),” *Heat Transfer—Asian Research*, vol. 33, pp. 431 – 444, 11 2004. DOI: [10.1002/htj.20030](https://doi.org/10.1002/htj.20030).

REFERENCIAS

- [9] K. Kawaguchi, K. Okui, T. Asai, and Y. Hasegawa, “The heat transfer and pressure drop characteristics of the finned tube banks in forced convection (effects of fin height on the pressure drop characteristics),” *Heat Transfer—Asian Research*, vol. 35, pp. 194 – 208, 07 2005. DOI: [10.1002/htj.20111](https://doi.org/10.1002/htj.20111).
- [10] P. Pongsoi, S. Pikulkajorn, and S. Wongwises, “Heat transfer and flow characteristics of spiral fin-and-tube heat exchangers: A review,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 79, pp. 417–431, 2014. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.07.072](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.07.072).
- [11] A. Kumar, J. B. Joshi, A. K. Nayak, and P. K. Vijayan, “3d cfd simulations of air cooled condenser-ii: Natural draft around a single finned tube kept in a small chimney,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 92, pp. 507–522, 2016. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.07.136](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.07.136).
- [12] S. Wongwises and P. Pongsoi, “Determination of fin pitches for maximum performance index of l-footed spiral fin-and-tube heat exchangers,” *Journal of Thermal Engineering*, vol. 1, p. 251, 05 2015. DOI: [10.18186/jte.07384](https://doi.org/10.18186/jte.07384).
- [13] R. Hofmann, F. FRASZ, and K. Ponweiser, “Heat transfer and pressure drop performance comparison of finned-tube bundles in forced convection,” *WSEAS Trans. Heat Mass Transfer*, vol. 2, 01 2007. https://www.researchgate.net/publication/241774584_Heat_Transfer_and_Pressure_Drop_Performance_Comparison_of_Finned-Tube_Bundles_in_Forced_Convection.
- [14] R. Hofmann and H. Walter, “Experimental and Numerical Investigation of the Gas Side Heat Transfer and Pressure Drop of Finned Tubes—Part I: Experimental Analysis,” *Journal of Thermal Science and Engineering Applications*, vol. 4, 10 2012. DOI: [10.1115/1.4007124](https://doi.org/10.1115/1.4007124).
- [15] O. Simonin and M. Barcouda, “Flow through staggered tube bundle case 78, ercoftac classic database,” 2007.
- [16] F. Papa, “Local velocities and heat transfer coefficients over fin tubes,” master degree thesis, University of Alabama in Hunstville, USA, 1997.
- [17] A. Lemouedda, A. Schmid, E. Franz, M. Breuer, and A. Delgado, “Numerical investigations for the optimization of serrated finned-tube heat exchangers,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 31, no. 8, pp. 1393–1401, 2011. DOI: [10.1016/j.applthermaleng.2010.12.035](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2010.12.035).

REFERENCIAS

- [18] A. Lemouedda, M. Breuer, E. Franz, T. Botsch, and A. Delgado, “Optimization of the angle of attack of delta-winglet vortex generators in a plate-fin-and-tube heat exchanger,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 53, no. 23, pp. 5386–5399, 2010. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.07.017](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.07.017).
- [19] C. A. Real-Ramirez, I. Carvajal-Mariscal, J. Gonzalez-Trejo, R. Gabbasov, J. R. Miranda-Tello, and J. Klapp, “Numerical simulations of the flow dynamics in a tube with inclined fins using open-source software,” *Fluids*, vol. 7, no. 8, 2022. DOI: [10.3390/fluids7080282](https://doi.org/10.3390/fluids7080282).
- [20] F. Tahrouf, H. Ahmad, H. Ameer, T. Saeed, H. Abu-Zinadah, and Y. Menni, “3d numerical study and comparison of thermal-flow performance of various annular finned-tube designs,” *Journal of Ocean Engineering and Science*, 2022. DOI: [10.1016/j.joes.2022.02.009](https://doi.org/10.1016/j.joes.2022.02.009).
- [21] M. S. Mon and U. Gross, “Numerical study of fin-spacing effects in annular-finned tube heat exchangers,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, no. 8, pp. 1953–1964, 2004. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2003.09.034](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2003.09.034).
- [22] P. Pongsoi, P. Promopatum, S. Pikulkajorn, and S. Wongwiset, “Effect of fin pitches on the air-side performance of l-footed spiral fin-and-tube heat exchangers,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 59, pp. 75–82, 2013. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.11.071](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.11.071).
- [23] H. J. Lee, J. Ryu, and S. H. Lee, “Influence of perforated fin on flow characteristics and thermal performance in spiral finned-tube heat exchanger,” *Energies*, vol. 12, no. 3, 2019. DOI: [10.3390/en12030556](https://doi.org/10.3390/en12030556).
- [24] M. Yuan, W. Zhang, G. Liu, X. Zhang, M. Z. Yousif, J. Song, and H. Lim, “Performance study of spiral finned tubes on heat transfer and wake flow structure,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 196, p. 123278, 2022. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123278](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.123278).
- [25] A. C. Dimian, C. S. Bildea, and A. A. Kiss, “Chapter 10 - process intensification,” in *Integrated Design and Simulation of Chemical Processes* (A. C. Dimian, C. S. Bildea, and A. A. Kiss, eds.), vol. 35 of *Computer Aided Chemical Engineering*, pp. 397–448, Elsevier, 2014. DOI: [10.1016/B978-0-444-62700-1.00010-3](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-62700-1.00010-3).
- [26] P. REFRIGERATION, “Braze plate heat exchanger.” Último acceso 13 de Diciembre 2022: <https://www.exportersindia.com/priva-refrigeration/>

REFERENCIAS

- [brazed-plate-heat-exchanger-3018393.htm](#).
- [27] Tecnigrado, “Intercambiadores de calor.” Último acceso 13 de Diciembre 2022: <https://www.tecnigrado.com/intercambiadores-calor/>.
- [28] A. H. Sabouri Shirazi, M. Ghodrat, and M. R. Jafari Nasr, “Performance and irreversibility analysis of spiral plate heat exchangers,” *Energy Technology*, vol. 8, no. 12, p. 2000727, 2020. DOI: [10.1002/ente.202000727](https://doi.org/10.1002/ente.202000727).
- [29] Goochthermal, “Spiral heat exchanger design.” Último acceso 13 de Diciembre 2022.
- [30] J. Anderson, *Fundamentals of Aerodynamics*. New York, New York: McGraw-Hill, 6th edition ed., 2017.
- [31] R. D. Blevins, *Flow-Induced Vibration*. Malabar, Florida: Krieger Publishing Company, 2nd edition ed., 2001.
- [32] F. White., *Viscous fluid flow*. McGraw-Hill, 6th ed., 2003.
- [33] P. López, “La mezcla turbulenta por convección gravitatoria : modelización experimental y aplicación a situaciones atmosféricas,” *Universidad complutense de Madrid*, 01 2004. <https://eprints.ucm.es/id/eprint/5302/>.
- [34] J. Hunt, A. Wray, and P. Moin, “Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows,” *Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases*, vol.-1, pp. 193–208, 11 1988. <https://ntrs.nasa.gov/citations/19890015184>.
- [35] M. Lesieur, O. Métais, and P. Comte, *Large-Eddy Simulations of Turbulence*. Cambridge University Press, 2005. DOI: [10.1017/CBO9780511755507](https://doi.org/10.1017/CBO9780511755507).
- [36] F. Ducros, P. Comte, and M. Lesieur, “Large-eddy simulation of a spatially growing boundary layer over an adiabatic flat plate at low mach number,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 16, no. 5, pp. 341–348, 1995. DOI: [10.1016/0142-727X\(95\)00049-V](https://doi.org/10.1016/0142-727X(95)00049-V).
- [37] G. Erlebacher, M. Y. Hussaini, C. G. Speziale, and T. A. Zang, “Toward the large-eddy simulation of compressible turbulent flows,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 238, p. 155–185, 1992. DOI: [10.1017/S0022112092001678](https://doi.org/10.1017/S0022112092001678).
- [38] C. A. J. Fletcher, *Generalised Curvilinear Coordinates*, pp. 47–80. Berlin, Heidel-

REFERENCIAS

- berg: Springer Berlin Heidelberg, 1991. DOI: [10.1007/978-3-642-58239-4](https://doi.org/10.1007/978-3-642-58239-4).
- [39] M. Salinas-Vázquez, W. Vicente-Rodríguez, E. Chol-Orea, and V. Leyva García, “Simulación de la turbulencia de un flujo que pasa alrededor de un cilindro de sección cuadrada a partir de la utilización de la simulación de grandes escalas y de fronteras inmersas,” *Revista mexicana de física*, vol. 53, pp. 461 – 469, 12 2007. https://www.scielo.org.mx/scielo.php?pid=S0035-001X2007000600006&script=sci_abstract.
- [40] D. Gottlieb and E. Turkel, “Dissipative two-four methods for time-dependent problems,” *Mathematics of Computation*, vol. 30, no. 136, pp. 703–723, 1976. DOI: [10.2307/2005392](https://doi.org/10.2307/2005392).
- [41] M. Salinas-Vázquez and O. Métais, “Large eddy simulation of a square duct with a heat flux,” in *Direct and Large-Eddy Simulation III* (P. R. Voke, N. D. Sandham, and L. Kleiser, eds.), (Dordrecht), pp. 13–24, Springer Netherlands, 1999. DOI: [10.1007/978-94-015-9285-7_2](https://doi.org/10.1007/978-94-015-9285-7_2).
- [42] P. Rollet-Miet, D. Laurence, and J. Ferziger, “Les and rans of turbulent flow in tube bundles,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 20, no. 3, pp. 241–254, 1999. DOI: [10.1016/S0142-727X\(99\)00006-5](https://doi.org/10.1016/S0142-727X(99)00006-5).