

# Simulación de Grandes Escalas de un Flujo Alrededor de un Arreglo de Tubos de Sección Circular

## Large Eddy Simulation of a flow through circular tube bundle

M. A. de la Lama, M. Salinas-Vázquez\*, W. Vicente, E. Martínez, A. Palacio & A. Rodríguez

Instituto de Ingeniería, Universidad Nacional Autónoma de México  
Circuito Interior, Ciudad Universitaria, 04510 México D.F., MEXICO

\*e-mail: msalinasv@ii.unam.mx

### Resumen

La aproximación de simulación de grandes escalas es usada para simular numéricamente el flujo en un arreglo de tubos de sección circular. El modelo usa una técnica de fronteras inmersas para representar la geometría de los tubos dentro del dominio cartesiano. La simulación se lleva a cabo en una zona lejos de las fronteras del arreglo, donde el flujo es homogéneo y por tanto las fronteras son consideradas periódicas en las tres direcciones cartesianas. Los resultados son comparados con datos experimentales, en términos de velocidad media y cantidades turbulentas, las cuales muestran una buena precisión en general.

### Abstract

The Large Eddy Simulation approach is adopted in this work for numerical simulation of flow around a circular tubes bundle. The model uses a technique of immersed boundaries to represent the geometry of the tubes within the cartesian grid. The simulation is carried out in a zone far from the boundaries, where the flow may be considered as homogenous and therefore the three cartesian directions are considered periodic. The results are compared with experimental data in terms of mean velocity and turbulent quantities, showing a good agreement.

### Palabras clave:

Simulación numérica; arreglo de tubos, turbulencia

### Introducción

El estudio del flujo y la transferencia de calor hacia o desde un banco (o haz) de tubos en flujo cruzado es relevante para numerosas aplicaciones industriales. El arreglo geométrico del banco de tubos, puede ser escalonado o alineado en la dirección de la velocidad de fluido. En el caso de intercambiadores de calor, un fluido se mueve sobre los tubos mientras que el otro fluido, a una temperatura diferente, fluye dentro de los mismos.

La configuración de un banco de tubos se caracteriza por el diámetro del tubo,  $D$ , por la separación transversal  $S_T$  y la separación longitudinal  $S_L$ , medidas entre los centros de los tubos; en la figura 1 se muestran estos parámetros para un banco escalonado como el aquí estudiado. Las condiciones del flujo dentro del banco están dominadas por los efectos de separación de la capa límite y por las interacciones de estelas, que a su vez influyen en la transferencia de calor por convección (Moulinec, 2004; Rollet-Miet, 1999; Umeda, 1999). El coeficiente de transferencia de calor asociado con un tubo dado está determinado por su posición en el banco. Por ejemplo, el coeficiente para un tubo en la primera línea corresponde al de un cilindro único (aislado) en flujo cruzado. Sin embargo, para las líneas siguientes, el flujo depende en gran parte del arreglo del banco de tubos. Los tubos alineados más allá de la primera línea están en las estelas turbulentas de los tubos de contracorriente, y para valores moderados de  $S_L$  los coeficientes de convección asociados con las líneas de corriente aumentan por la turbulencia del flujo.

### Key words:

Numerical Simulation; tubes bundle; turbulence

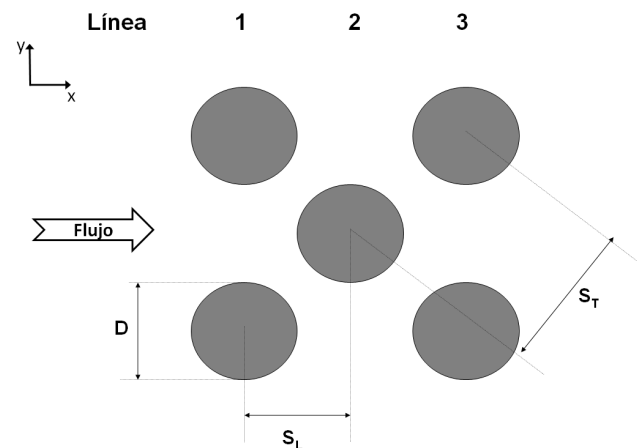


Fig. 1. Parámetros geométricos de un banco de tubos escalonado.

Se ha observado que el coeficiente de convección de cada línea se incrementa desde la primera línea hasta aproximadamente la quinta línea, después de la cual hay poco cambio en la turbulencia, y por tanto, en el coeficiente de convección (Moulinec, 2004; Rollet-Miet, 1999; Umeda, 1999). Para valores pequeños de  $S_T/S_L$  el coeficiente de convección se ve afectado adversamente debido a que la trayectoria preferida del flujo es en bandas entre los tubos y gran parte de la superficie del tubo no se expone al flujo principal. Por esta razón, la operación de los bancos de tubos alineados con  $S_T/S_L < 0.7$  es inconveniente en base a estudios experimentales.

Adicionalmente, la ventaja de un arreglo escalonado es que la trayectoria de flujo principal es más tortuosa, y una gran parte del área superficial de los tubos se mantiene en contacto con el fluido, aumentando la transferencia de calor. Lo anterior permite la optimización en los procesos industriales y utilización de la máxima energía disponible.

Por lo anteriormente expuesto, es necesario disponer de herramientas que permitan conocer el comportamiento del flujo. La simulación numérica ha demostrado su valor en el estudio de flujos complejos, por lo que es usada en este trabajo.

En el presente trabajo se simuló numéricamente, como primer paso en el análisis de la transferencia de calor, la hidrodinámica del flujo en un arreglo de tubos de sección circular, considerando una condición isotérmica del cuerpo sólido. Conociendo la naturaleza y topología de la turbulencia, se podrá obtener el comportamiento general de la transferencia de calor entre el cuerpo sólido y el fluido a su alrededor. En el modelo numérico se usa una malla cartesiana, por lo que para representar la forma del cuerpo sólido, son utilizadas diferentes formas de implantar condiciones de frontera inmersas; desde solo el bloqueo de los nodos dentro del supuesto cuerpo rígido, hasta la utilización de interpolaciones bidimensionales para obtener las variables en los puntos frontera entre el cuerpo rígido y el espacio libre. Adicionalmente, son utilizados esquemas de alto orden en la discretización de los términos, así como la aproximación de la Simulación de Grandes Escalas. Con el modelo propuesto se reproduce numéricamente el trabajo experimental de Simonin & Barcouda (Simonin, 1994), con el fin de validar la utilización de esta herramienta para estudios de ingeniería posteriores.

#### Ecuaciones de conservación

En un marco de referencia cartesiano  $x, y, z$ , las ecuaciones de flujo compresible de Navier-Stokes pueden ser escritas de la forma:

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

donde  $\mathbf{U}$  es un vector de cinco componentes definido por:

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho u_1, \rho u_2, \rho u_3, \rho e)^T \quad (2)$$

Se considera además que  $\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3)$  es el vector velocidad,  $\rho$  es la densidad. También el vector velocidad se escribe como  $\mathbf{u} = (u, v, w)$ . La ecuación (1) representa la evolución de la densidad (ecuación de continuidad), cantidad de movimiento y energía total definida para un gas ideal como:

$$\rho e = \rho C_v T + \frac{1}{2} \rho (u_1^2 + u_2^2 + u_3^2) \quad (3)$$

$F_i$  son flujos donde  $\forall i \in \{1, 2, 3\}$ , y para un fluido Newtoniano está dado por:

$$\mathbf{F}_i = \begin{pmatrix} \rho u_i \\ \rho u_i u_1 + p \delta_{i1} - 2\mu S_{i1} \\ \rho u_i u_2 + p \delta_{i2} - 2\mu S_{i2} \\ \rho u_i u_3 + p \delta_{i3} - 2\mu S_{i3} \\ (\rho e + p) u_i - 2\mu u_j S_{ij} - k \frac{\partial T}{\partial x_i} \end{pmatrix} \quad (4)$$

$k = \rho C_p \kappa$  es la conductividad térmica y  $\kappa$  la difusividad térmica. El símbolo  $\delta_{ij}$  es la delta de Kronecker y  $S_{ij}$  es la componente deviatorica del tensor de deformación. El término  $S_{ij}$  se escribe,

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

La viscosidad molecular se establece a través de la ley empírica Sutherland (Fletcher, 1988):

$$\mu(T) = \mu(T_{ref}) \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1 + \frac{S}{T_{ref}}}{1 + \frac{S}{T}} \quad (6)$$

donde  $S$ ,  $T_{ref}$  y  $\mu(T_{ref})$  son propiedades del gas. La conductividad térmica  $k(T)$  se obtiene asumiendo que el número molecular de Prandtl es:

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} = \frac{C_p \mu(T)}{k(T)} \quad (7)$$

Para este análisis se considera de 0.7. La ecuación clásica de estado para un gas ideal referente a la presión estática  $p$ , la temperatura  $T$ , y la densidad  $\rho$ :

$$p = R \rho T \quad (8)$$

siendo  $R = C_p - C_v$ . También se debe recordar que  $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$

es constante e igual a 1.4.  $C_p$  y  $C_v$  son la capacidad térmica específica a presión y volumen constante respectivamente (Salinas-Vázquez & Métais, 2002).

Las ecuaciones se cierran a partir de la técnica de la Simulación de Grandes Escalas (*Large-Eddy Simulation*), que consiste en simular de forma directa, sin necesidad de un modelo de turbulencia, las grandes escalas del flujo, esto es, las escalas mayores al tamaño local de la malla; mientras que las pequeñas escalas, o menores al tamaño local de la malla, son filtradas y su efecto sobre el movimiento de las grandes escalas es modelado a partir de un modelo sub-malla. La ecuación (1) filtrada y con los términos sub-malla puede consultarse en (Salinas-Vázquez & Métais, 2002). El modelo utilizado en este trabajo es el modelo de la función de estructura selectivo, que es una extrapolación al espacio físico del modelo espectral (Métais, 1996; Lesieur, 1997; David, 1993).

#### Resolución Numérica

El sistema en coordenadas generalizadas se resuelve por medio de una extensión del esquema explícito McCormack, de segundo orden en el tiempo y cuarto orden en el espacio, desarrollado por Gottlieb & Turkel (Gottlieb, 1976). Este esquema numérico es un esquema corrector - predictor que usa coordenadas generalizadas.

Debido a que el uso de la Simulación de Grandes Escalas requiere que la discretización temporal sea explícita para evitar lo más posible la difusión numérica, esto trae consigo

que se tengan importantes restricciones en el valor del paso de tiempo. Con el fin de evitar pasos de tiempo pequeños, como consecuencia de la correcta simulación de la acústica del problema, se utilizó un método alternativo (De la Lama, 2009) al desarrollado por Wang & Trouvé (Wang, 2004). Este método consiste en agregar sólo en la ecuación de energía la parte acústica de la dilatación. Con este simple procedimiento se puede reescalar la velocidad del sonido a valores similares al de la velocidad del flujo bajo análisis.

### Fronteras Inmersas

La utilización de geometrías complejas inmersas en la malla de cómputo, se ha utilizado comúnmente desde hace algunos años en esquemas de tipo volumen o elemento finito. Sin embargo, esto trae por consiguiente la utilización de esquemas altamente disipativos y/o de bajo orden que permitan la simulación.

Una aproximación diferente consiste en usar simples mallas cartesianas con esquemas de alto orden, principalmente basados en las diferencias finitas, a partir de agregar términos fuente a las ecuaciones de transporte. En flujos incompresibles, se ha demostrado que al imponer velocidades nulas en las zonas bloqueadas o zonas dentro del cuerpo sólido, e interpolando el valor de las variables a los puntos cercanos a estos nodos bloqueados (nodos fantasmas o ghostpoints), se puede conseguir una adecuada convergencia de la simulación.

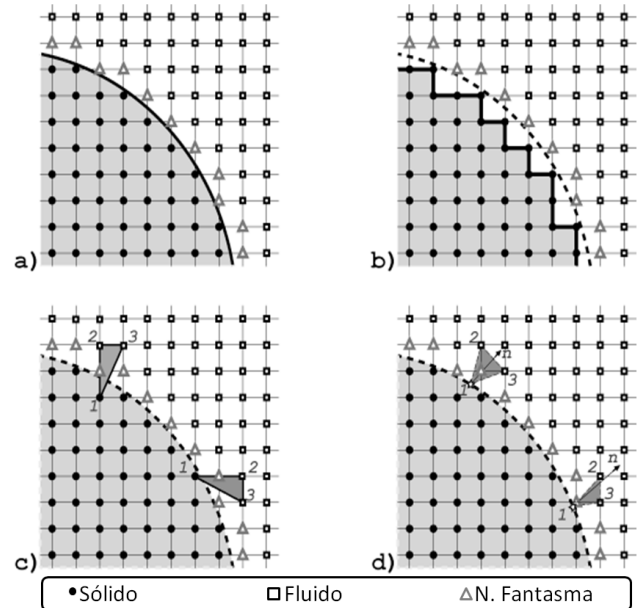
Basándose en estas consideraciones de bloqueo de nodos, se implementó el método que se presenta. Si bien, desde un punto de vista hidrodinámico este método no acarrea mayor problema, en flujos compresibles la acústica debe de ser tratada correctamente con el fin de evitar la reflexión o creación de ondas espurias. Con el fin de permitir lo anterior, se imponen condiciones duras, esto es, se fijan los valores de las velocidades y de la temperatura. En el cuerpo inmerso la velocidad es nula y la temperatura fija. Sin embargo, la presión se varía de forma lineal, de la presión de referencia en el centro del cuerpo, a la presión local en el nodo fuera del cuerpo. Este simple procedimiento permite la absorción de las ondas acústicas espurias generadas por el cuerpo inmerso.

Al definir un cuerpo curvo en una malla cartesiana (figura 2a), éste no se representará correctamente, pues se definirá por medio de una superficie escalonada (figura 2b). Si el refinamiento es el adecuado, entonces los escalones tenderán a la superficie suave. Sin embargo, esto conlleva a tiempos muy largos de cálculo y utilización de grandes cantidades de memoria RAM. En este trabajo se propone otro método, que consiste en interpolaciones bidimensionales.

El procedimiento consiste en bloquear los nodos dentro de sólido (puntos redondos, figura 2) utilizando el procedimiento antes descrito. Sin embargo, algunos nodos quedan cerca de la superficie real del cuerpo. A estos nodos se les llama nodos fantasmas (puntos triangulares). Aunque están dentro de la zona del fluido, estos nodos tienen gran influencia del cuerpo sólido y por lo tanto, el valor de las variables en ellos no se calcula por medio de la resolución numérica de las ecuaciones de transporte. En vez de esto, los valores de las variables se obtienen a partir de una interpolación bidimensional (Yang, 2006). Dos estenciles se utilizaron para realizar las interpolaciones, el primero (figura 2c) toma tres puntos, uno dentro del cuerpo y dos fuera. Se debe verificar que el nodo fantasma se encuentre dentro de la superficie (triángulo) que forman

los tres puntos. Este estencil se utiliza para la interpolación de la densidad y la presión se deja libre, es decir, se toma el valor obtenido al resolver la ecuación de energía en el nodo fantasma.

Fig. 2. Fronteras inmersas y estenciles de interpolación



El segundo estencil (figura 2d), se obtiene de la misma forma, solo que el valor dentro de cuerpo es un punto en la superficie del cuerpo, el cual se une con el nodo fantasma por medio de la normal a la superficie. Esta interpolación se utiliza para las componentes de la velocidad. Ambos estenciles tienen la siguiente forma:

$$\phi = b_1 + b_2x + b_3y \quad (9)$$

donde  $\phi$  es el valor de la variable en el nodo fantasma, las  $b$ 's son coeficiente y  $(x,y)$  son las coordenadas espaciales del nodo fantasma. Los coeficientes se obtienen a partir de las coordenadas de los puntos del estencil  $(x_i, y_i \forall i=1, 2, 3)$  y sus valores de las variables  $(\phi_i \forall i=1, 2, 3)$ :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 1 & x_3 & y_3 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{bmatrix} \quad (10)$$

Con el fin de analizar el efecto en las predicciones, se simula el flujo con las interpolaciones anteriormente mencionadas, por lo que se generan tres casos de simulación, los cuales son mostrados en la tabla 1 y que serán comparadas más abajo.

Caso	Condición de la Propiedad
S1	u, v, w Libres $\rho$ , P/T Libres
S2	u, v, w Interpolación (Fig. 2d) $r$ , P/T Libres
S3	u, v, w Interpolación (Fig. 2d) $\rho$ Interpolación (Fig. 2c) P/T Libres

Tabla 1. Casos de simulación con diferentes condiciones de interpolación de las propiedades.

### Configuración Experimental del caso estudiado

El caso estudiado numéricamente aquí es el trabajo experimental realizado por Simonin & Barcouda (Simonin, 1994) (ERCOFTAC Classic Database C.78). Se trata de un flujo isotérmico a través de un arreglo de tubos cruzados o alternados. El modelo experimental consiste de 21 filas verticales de tubos por 7 horizontales por las que fluye agua a un número de Reynolds de 18000, basado en el diámetro del tubo, velocidad promedio y viscosidad a las condiciones ambientales. Basándose en la figura 1, los parámetros geométricos del arreglo son  $D=21.7\text{mm}$ ,  $S_L=22.5\text{mm}$  y  $S_T=31.82\text{mm}$ . Las mediciones se realizaron entre las líneas 14 y 16. Considerando que el flujo ya no está influenciado por la entrada y que las paredes en la dirección longitudinal de los tubos están lo suficientemente lejos, por lo cual el flujo se consideró como un flujo cuasi-bidimensional con respecto al área perpendicular a los tubos (plano x-y) (figura 1).

### Características de la simulación

Debido a lo antes mencionado, el flujo ya no tiene modificaciones debido tanto a las condiciones de frontera aguas abajo como a las de aguas arriba, por lo que se utilizaron condiciones de frontera periódicas en las tres direcciones. Físicamente implica que las longitudes en las tres direcciones son infinitas, y no existe influencia de las paredes o fronteras en ninguna dirección. Esto permite simular este tipo de flujos ahorrando recursos computacionales, pues sólo se simula una fracción del arreglo.

Las condiciones iniciales imponen a las variables termodinámicas, temperatura y presión (o densidad) constantes e iguales a su valor de referencia  $T_0$ ,  $P_0$  (valores atmosféricos). Las dos componentes transversales de la velocidad (dirección y-z) se consideran nulas ( $V_0=0$  y  $W_0=0$ ) mientras que la velocidad longitudinal (dirección x) es igual a su valor de referencia  $U_0$ , que es el valor de la velocidad media global del flujo en el dominio.

El dominio de cálculo consistió en la parte mostrada en la figura 3, zona similar a la estudiada experimentalmente por Simonin & Barcouda (Simonin, 1994). Las longitudes adimensionales son  $2.074D \times 2.074D \times 2.2D$  en x, y y z, respectivamente. La resolución utilizada fue obtenida después de un estudio de independencia entre la malla y los resultados, y es de  $173 \times 173 \times 60$  nodos en cada dirección, lo que hace un total de  $\approx 1.8$  millones de nodos de cálculo. Alrededor de las paredes de los tubos se refinó la malla siguiendo un perfil tangente hiperbólico, ver figura 3 (Salinas, 2002).

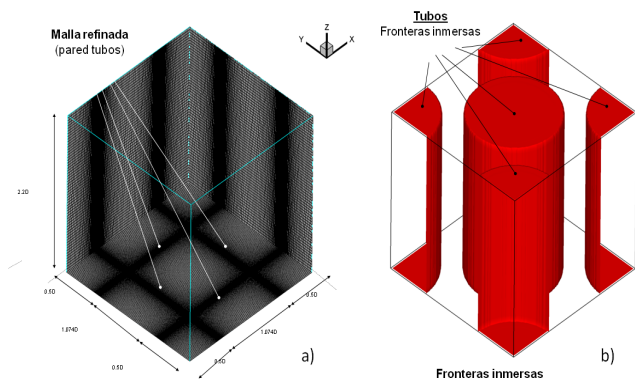


Fig. 3. Esquema del dominio computacional

Las características de la simulación son las siguientes: número de Mach ( $M=(\gamma P_0/\rho_0)^{1/2}$ )  $M \approx 0.2$  (efectos compresibles prácticamente nulos), número de Reynolds ( $Re=U_0 D \rho_0/\mu(T_0)$ )  $Re=18000$  y número de Prandtl ( $Pr=C_p \mu(T_0)/k(T_0)$ )  $Pr=0.7$ .

### Resultados

#### Validación

Debido a que el estudio presentado se basa en un caso-prueba del ERCOFTAC Classic Database, esto permite tener los resultados experimentales obtenidos por los autores. Lo anterior permite comparar los resultados numéricos obtenidos en el presente trabajo, con los resultados experimentales, permitiendo una validación del trabajo. Los resultados experimentales consisten en los valores promedio de las velocidades transversales  $U$  y  $V$ , así como el de los esfuerzos de Reynolds  $u'u'$ ,  $v'v'$  y  $u'v'$ . En la figura 4 se comparan las predicciones de las simulaciones utilizando los tres casos de interpolación de la Tabla 1 con los resultados experimentales en los planos que se indican en la figura de cada grupo de gráficas. Todos los valores están adimensionalizados por la velocidad de referencia  $U_0$  y en el caso de los esfuerzos de Reynolds por  $U_0^2$ . En general los valores promedio comparan correctamente, teniendo muy pocas diferencias. Los esfuerzos de Reynolds normales presentan ciertas diferencias, en general, los valores son sobrevaluados en la zona de la estela (figura 4c y figura 4d). Sin embargo, la forma y el comportamiento de los esfuerzos son similares a los encontrados en los resultados experimentales. Cabe destacar que cerca de las paredes, para todos los planos, se puede observar un pico, en ambos esfuerzos normales. Estos picos no son observados en los resultados experimentales debido a que las mediciones no se realizaron cerca de la pared. Estos picos son característicos de los flujos de pared y se deben principalmente a la interacción entre el flujo lento cerca de ésta y el flujo rápido de la zona lejana, eyecciones y barridas. Esta transferencia de cantidad de movimiento, produce valores elevados de los esfuerzos de Reynolds. Desafortunadamente no se tienen datos de comparación en esta zona, que serían de mucho beneficio, ya que la zona cercana a la pared tiene una enorme influencia sobre el flujo cortante libre (estelas).

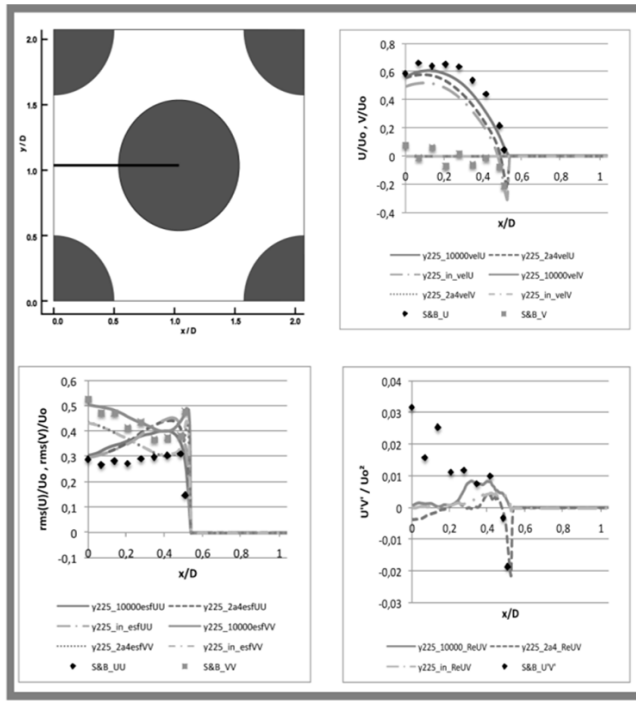
Con los resultados anteriores, no estamos en posición de afirmar cual de las simulaciones de la tabla 1, es la mejor, pues todos los resultados rondan alrededor de los valores experimentales. Lo único a destacar es que los valores de los esfuerzos de Reynolds normales son menores cuando se usan las interpolaciones de los casos S2 y S3. Esto se debe a la eliminación del escalonamiento en la superficie del sólido que incrementa artificialmente estos valores en la zona próxima a la pared.

En visualizaciones del flujo promedio se muestra que el flujo con interpolación de la velocidad en las celdas fantasmas sigue mejor la geometría del cuerpo sólido al no estar afectado por el escalonamiento, figura 5.

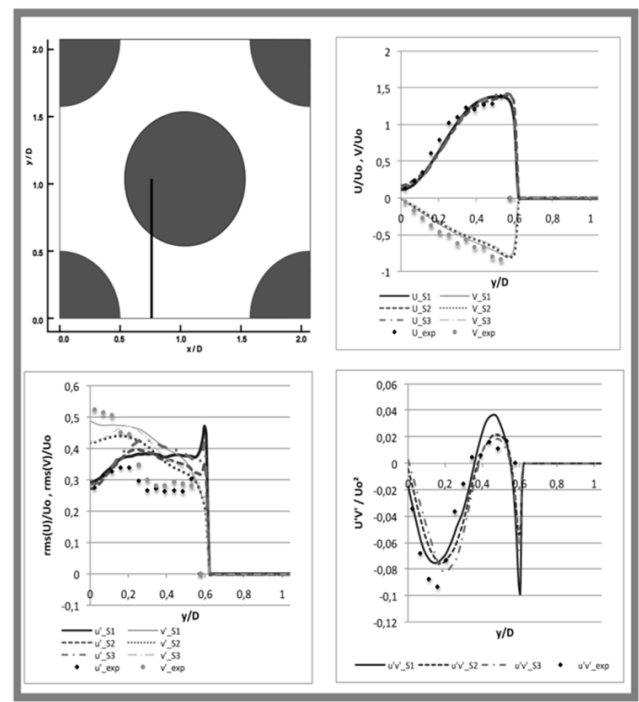
Un problema encontrado al interpolar la densidad es la aparición de ondas acústicas espurias alrededor de los cuerpos sólidos, éstas se generalizan al resto de las variables. Al parecer esta interpolación afecta la acústica del problema.

Por tal motivo, se establece que la simulación S2 es la que presentó los mejores resultados. Es por este motivo que a partir de la siguiente subsección, las figuras mostradas corresponden únicamente a la simulación S2.

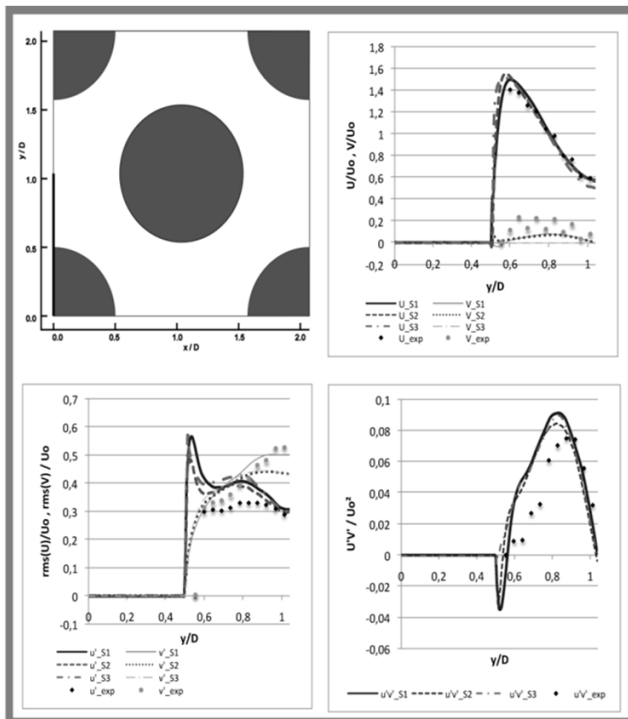




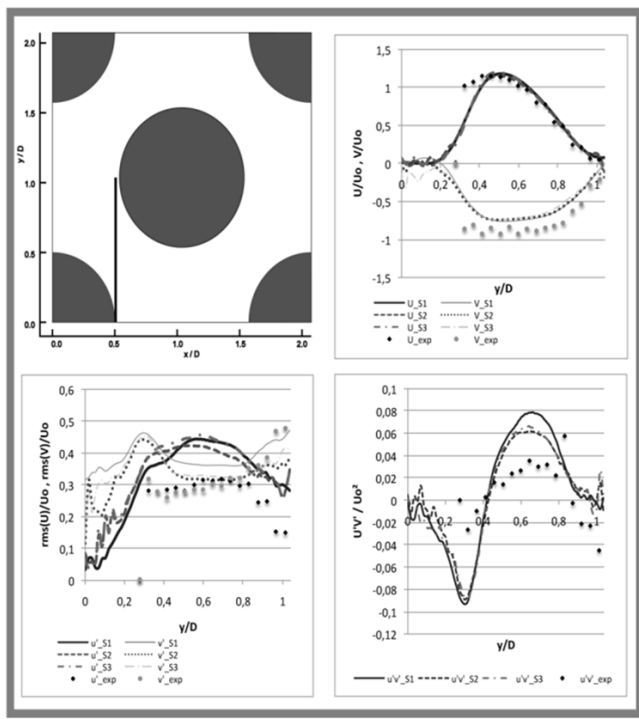
a)



b)

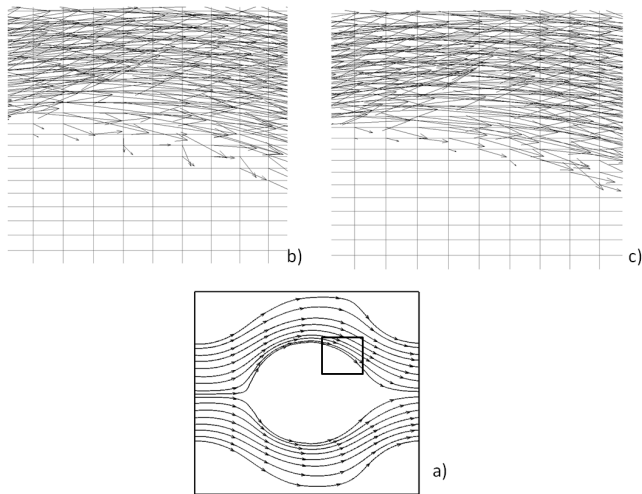


c)



d)

**Fig. 4.** Validación. Comparación de los resultados de la presente simulación y de los resultados experimentales. Las líneas en los esquemas de la configuración estudiada muestran los planos donde se hicieron las comparaciones.



**Fig. 5.** Efecto de la interpolación sobre la velocidad promedio (U-V) en la zona de escalonamiento (plano x-y). a) Líneas de trayectoria del flujo promedio y zona donde se obtuvieron las figuras 5b y 5c b) Simulación S1. c) Simulación S2

### Variables promedio

Las variables promedio, en mayúsculas, se obtuvieron al promediar las variables en el tiempo y en la dirección z:

$$U(x, y) = \frac{1}{T_{total} L_z} \int_t \int_z u(x, y, z) dz dt \quad (11)$$

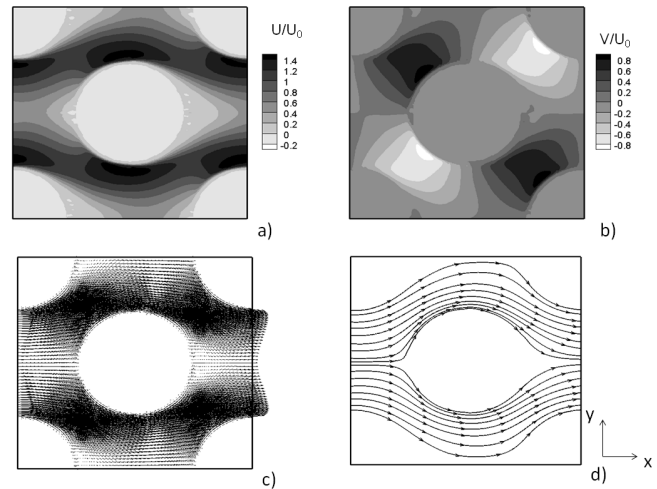
donde  $T_{total}$  es el tiempo total de integración y  $L_z$  la longitud transversal del dominio de cómputo. Esto nos da un plano x-y donde se muestran los valores promedio.

La figura 6 muestra los valores promedio de la velocidad  $U$  (dirección x) y  $V$  (dirección y) adimensionalizadas por la velocidad de referencia  $U_0$ ; siendo la primer velocidad la dirección principal del flujo. En esta figura se observa que los campos promedio de velocidad no muestran la formación de estelas detrás de los tubos. El flujo pasa como dos chorros a los lados de los tubos (flujo en bandas). A pesar de que se llegan a observar algunas trazas de velocidad longitudinal negativa adelante y atrás de los tubos (manchas blancas), el flujo no está arreglado de tal forma para que representen a las estelas. Los vectores de las componentes U-V y las líneas de trayectoria confirman lo anterior. A partir de estas figuras (Figuras 6a-6d) se observa como el flujo medio rodea al tubo. Finalmente, se debe precisar que la componente de la velocidad transversal promedio ( $V$ ) es nula debido a la condición de frontera homogénea, periodicidad sin cambios de geometría, en esta dirección.

Las fluctuaciones promedio dadas por los valores rms de las fluctuaciones ( $u'_{rms} = (u'u')^{1/2}$ , root mean square) y el esfuerzo de Reynolds cortante  $u'v'$ , figura 7, muestran un comportamiento turbulento generalizado (valores diferentes de cero en todas partes del flujo), debido a la constante interacción de las estelas entre ellas y de las estelas con los tubos. Obsérvese que no hay zonas del flujo con valores nulos de estas variables.

La zona de acción de las estelas están identificadas por valores altos de  $v'_{rms}$ , la mancha oscura detrás de los tubos, que concuerdan con las zonas de mayor esfuerzo de Reynolds cortante

$u'v'$  (zonas blancas y negras en forma de lenguas) y con una zona estrecha de  $u'_{rms}$  detrás de los tubos. Los valores no nulos de estas variables alrededor de las zonas descritas anteriormente, muestran la interacción constante de las estelas entre sí, por su continuo movimiento tridimensional. En la misma figura 7a, 7c y 7d se observa una zona delgada localizada al frente de los tubos (se observa mejor en el tubo central). Esta zona corresponde al desarrollo de la capa límite, que termina (desprendimiento de la capa límite) cuando el valor del esfuerzo normal  $u'_{rms}$  crece súbitamente y el de esfuerzo cortante  $u'v'$  cambia de signo.



**Fig. 6.** Valores promedio de velocidad (plano x-y). a) Longitudinal,  $U/U_0$ . b) Transversal,  $V/V_0$ . c) Vectores de velocidad  $U/U_0$ - $V/U_0$ . d) Líneas de trayectoria.

El ángulo entre el punto de estancamiento y donde se produce el desprendimiento, resulta mucho menor al encontrado para el flujo turbulento alrededor de un sólo cilindro ( $\approx 120^\circ$ ) (Fox, 2004). Esto debido a la interacción del flujo, tanto libre como de pared, de los diferentes tubos del arreglo que acelera el desprendimiento. En un tubo solitario, estas interacciones no existen, por lo que el desprendimiento sucede en una zona más lejana del punto de estancamiento.

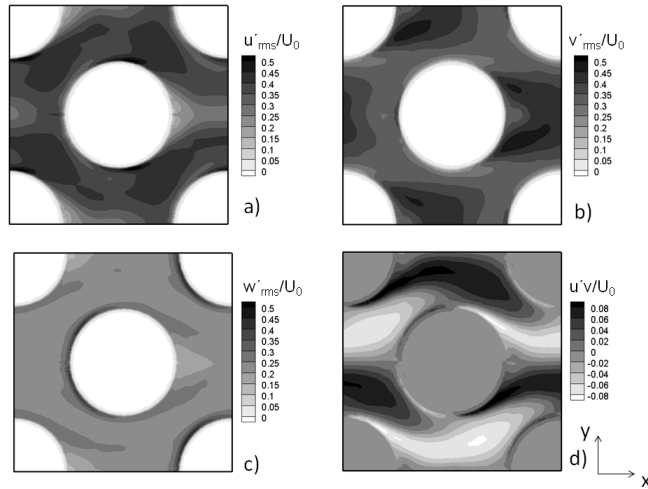
Como sucede con prácticamente todos los flujos cortantes libres, el flujo medio difiere enormemente del instantáneo, no sólo en forma si no también en magnitud.

### Variables instantáneas

Debido a la posibilidad que nos brinda la Simulación de Grandes Escalas de estudiar flujos transitorios, se pueden conocer y estudiar fenómenos instantáneos. En la figura 8 se muestra las mismas variables que en la figura 6, pero esta vez instantáneas, para un tiempo dado. Se puede observar, que si bien los chorros a ambos lados de los tubos son perceptibles, estos comienzan a un lado de los tubos y se extienden hasta detrás del mismo, flanqueando las zonas de baja velocidad (zonas claras en la velocidad principal del flujo  $U$ ) creadas por las estelas. Estas estelas son pequeñas en comparación a las observadas en flujos alrededor de un solo tubo. Al parecer estas estelas se mezclan con recirculaciones debidas al choque del flujo con el tubo aguas abajo, por lo que su tamaño es restringido. Aunque no se perciben los grandes vórtices en la figura 8d, las fuerzas perpendiculares a la dirección del flujo, fuerza de sustentación, es una huella de su aparición y de su carácter antisimétrico.

El comportamiento de estas fuerzas se puede observar mejor al graficar el coeficiente de sustentación (ecuación 12) con respecto

al tiempo (figura 9a). Si el cuerpo no estuviera fijo, éste se movería de abajo hacia arriba, movimiento de bamboleo. Finalmente añadiríamos que si la aparición de estos vórtices no fuera antisimétrica, el efecto de ambos vórtices simétricos se anularía y la fuerza neta perpendicular sobre el cuerpo sería nula.



**Fig. 7.** Valores promedio de las cantidades turbulentas en el plano x-y. Valores promedio de las fluctuaciones de la a) velocidad longitudinal ( $u'_{rms}/U_0$ ), b) velocidad transversal ( $v'_{rms}/U_0$ ), c) velocidad norma ( $w'_{rms}/U_0$ ), d) esfuerzo de Reynolds cortante ( $u'v'/U_0^2$ )

En la figura 9 se muestra el desarrollo temporal de los coeficientes de arrastre y sustentación alrededor del tubo central. Tales coeficientes están dados por:

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 A} \quad (12)$$

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 A}$$

donde A es el área perimetral total del cilindro,  $F_D$  es la fuerza de arrastre que es paralela al flujo y  $F_L$  es la fuerza de sustentación que es perpendicular al fluido.

La fuerza total sobre el cuerpo se obtuvo a partir de integrar a la presión (P) y al esfuerzo cortante ( $\tau$ ) sobre la superficie del cilindro:

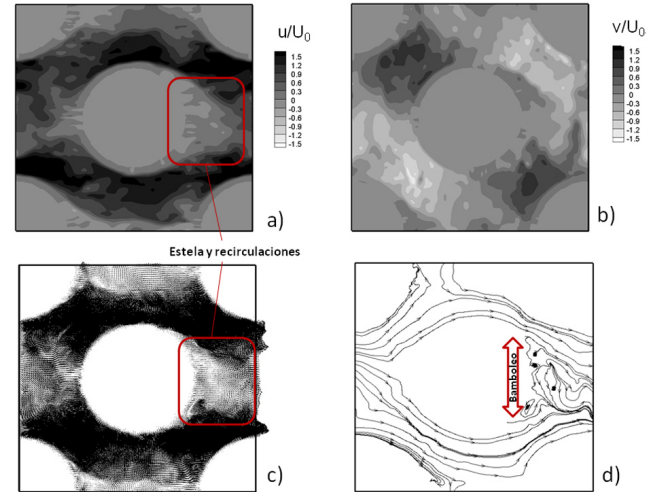
$$\vec{F} = \oint_{\text{círculo}} P ds + \oint_{\text{círculo}} \tau ds \quad (13)$$

Una vez calculada la fuerza total, se descompone en sus dos componentes antes descritas. Cabe destacar que para este cuerpo, prácticamente el 80% de la fuerza se debe al esfuerzo cortante.

Ya que el cuerpo es simétrico con respecto la horizontal, la fuerza de sustentación tiene un valor promedio igual a cero. Sin embargo, por la actividad de la estela, la producción antisimétrica de vórtices, ya mencionada, se generan fuerzas de sustentación instantáneas de gran tamaño, que producen una vibración mecánica en los tubos. En la figura 9a, se muestra el desarrollo temporal de ambos coeficientes.

En la figura 9b, se muestran las frecuencias características de la señal temporal del coeficiente de sustentación, las cuales nos indican como vibraría el tubo. Estas se definen adimensionalmente como un número de Strouhal:

$$St = Df / U_0 \quad (14)$$



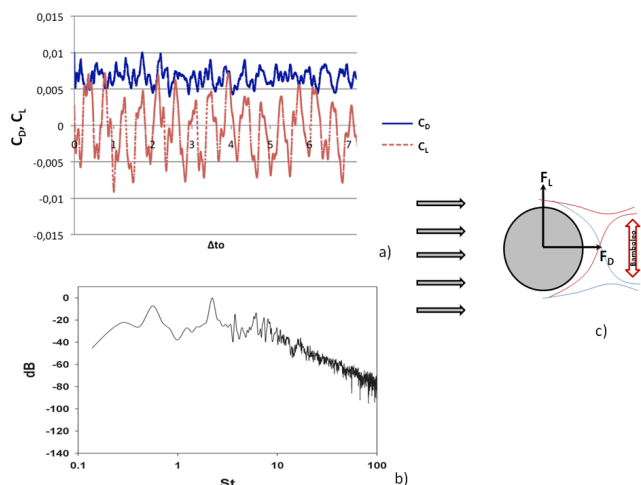
**Fig. 8.** Valores instantáneos de velocidad en el plano  $z/D=1.1$ . a) Longitudinal,  $u$ . b) Transversal,  $v$ . c) Vectores de velocidad  $u-v$ . d) Líneas de trayectoria. Valores adimensionalizados con la velocidad de referencia  $U_0$

Si bien en un flujo alrededor de un tubo solo existe una sola frecuencia característica, en bancos de tubos existen más de una. En la figura se pueden observar dos frecuencias ( $f$ ) características como picos máximos, que coexisten. La frecuencia baja  $St_1 \approx 0.55$  se atribuye a la inestabilidad de las grandes escalas de la estela. La frecuencia alta  $St_2 \approx 2.4$ , la causa la inestabilidad de las pequeñas escalas de la separación de la capa límite, como lo demuestran Kim y Durbin (1988) y Sakamoto y Haniu (1990). En banco de tubos las frecuencias características no sólo se deben a las grandes escalas como en cilindros solitarios, estas también están en función de la reconexión de las capas cortantes, separación inducida, sincronización y choque de vórtices y/o al apareamiento de los mismos.

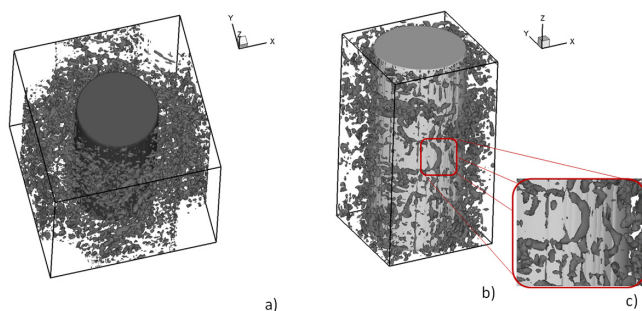
Finalmente en la figura 10 se muestran isosuperficies de criterio Q (Dubief, 2000). Esta variable que se basa en el segundo invariante de tensor gradiente de velocidad y se define como:  $Q = (\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij})/2$ ,  $\Omega_{ij}$  es la parte antisimétrica y  $S_{ij}$  la parte simétrica del tensor gradiente de velocidad. Esta variable permite la observación de las estructuras turbulentas en flujos a partir de valores positivos de ella. Como ya se había comentado anteriormente, la turbulencia está completamente generalizada en el flujo.

Como muestra de esto, es la formación de estructuras turbulentas en todas partes de flujo así como su tamaño pequeño y sin aparente forma y dirección. Este tipo de estructuras es típico de turbulencias totalmente desarrolladas. Sin embargo cerca del tubo, figura 10b, se pueden observar estructuras similares a las encontradas en la capa límite turbulenta.

Un ejemplo claro de estas estructuras de pared se muestra en la figura 10c, donde pueden observar estructuras de tipo pasador (Robinson, 1991) (hairpin structures), lo que nos muestra el desarrollo turbulento de la capa límite en los tubos. La interacción entre los flujos de pared y los cortantes libres es lo que le da a este flujo su complejidad y dificultad de estudiarlo, por lo que su modelado no se limita a estudiar estas dos zonas del flujo, si no su interacción.



**Fig. 9.** Desarrollo temporal de los coeficientes de arrastre ( $C_D$ ) y sustentación ( $C_L$ ). a) Desarrollo temporal. b) Frecuencias características, adimensionalizada ( $St = f D / U_0$ ), obtenidas de la gráfica del coeficiente de sustentación. c) Esquema de formación de vórtices.



**Fig. 10.** Estructuras turbulentas. Isosuperficies de criterio Q ( $Q = 3.0 U_0^2 / L^2$ ). a) Dominio completo. b) Dominio alrededor del tubo central. c) Zoom donde se muestran estructuras de tipo pasador (hairpin)

## Conclusiones

En el presente trabajo se simula numéricamente el flujo alrededor de un banco de tubos, utilizando esquemas de alto orden, la Simulación de Grandes Escalas y fronteras inmersas. Los resultados compararon de forma adecuada, sobre todo en las variables medias. Sin embargo, se observaron ciertas diferencias en los esfuerzos de Reynolds, donde en general fueron sobrevalorados. Aunque se realizó y se comprobó la independencia de resultados con la malla, esta sobrevaloración, se puede deber a una resolución no uniforme alrededor de las paredes de los tubos (ver figura 3). Esto puede comprobar que la turbulencia en este flujo es manejada por la turbulencia de pared y que su correcto modelado producirá un estudio de gran calidad del flujo total.

La importancia del uso de la Simulación de Grandes Escalas en el presente estudio, es la posibilidad de estudiar fenómenos transitorios, que son importantes tanto en la transferencia de cantidad de movimiento, como lo podrían ser en la transferencia de energía. Esta simulación comprueba que la utilización de modelos de tipo RANS (Reynolds Average Navier Stokes Equations) puede resultar insuficiente para la correcta comprensión del flujo, esto debido a la diferencia entre el flujo promedio e instantáneo.

Finalmente, se observó que la interpolación en las velocidades (simulación S2), es la mejor opción para futuros estudios de cuerpos curvos inmersos. Esta interpolación evita el efecto de escalonamiento que existe cuando cuerpos curvos son estudiados en mallas cartesianas e igualmente no interfiere en la acústica del problema.

La utilización de esta metodología de modelación numérica permitirá el estudio de geometrías más complejas, como el estudio de aletas alrededor del cuerpo de diferentes formas.

## Agradecimientos

Agradecemos al Ing. Fernando Maldonado, administrador del Cluster Tonatiuh del Instituto de Ingeniería UNAM y a su equipo ASUL por su ayuda y colaboración en lo relacionado al uso de este recurso numérico. Se agradece a la Dirección General Asuntos del Personal Académico, UNAM, por el apoyo recibido bajo el proyecto IN11709-3.

## Bibliografía

- David E. (1993). Modélisation des écoulements compressibles et hypersoniques : Une approche instationnaire. PhD Thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, France
- De la Lama M. (2009) Simulación numérica del flujo alrededor de un arreglo de tubos, Tesis Maestría, Fac. Ingeniería UNAM.
- Dubief Y., & Delcayre F. (2000). On coherent-vortex identification in turbulence. Journal of Turbulence, Taylor & Francis Grupe vol. 1, pp. 001.
- Fletcher C. A. J. (1988). Computational techniques for fluid dynamics 2. Springer.
- Fox R.W, McDonald A.T. & Pritchard P.P. (2004). Introduction to Fluid Mechanics. 6th Ed. John Wiley & Sons.
- Gottlieb D. & Turkel E. (1976). Dissipative to four methods for time-dependent problems. Mathematics of Computation, Ed. American Mathematical Society. Vol. 30, pp. 703-723.
- Kim, H.J., Durbin, P.A., (1988). Investigation of the flow between a pair of circular cylinders in the flopping regime. Journal of Fluid Mechanics 196, 431-448.
- Lesieur M., & Comte P. (1997) Large-eddy simulation of compressible turbulent flows. Turbulence in Compressible Flows, AGARD/VKI Course, AGARD Rep. 819.
- Métais O. & Lesieur M. (1996) New trends in large eddy simulations of turbulence. Annu. Rev. Fluid Mech. Vol. 28. pp. 45-82.
- Moulinec C., Hunt J.C.R. & Nieuwstadt F.T.M (2004) Disappearing wakes and dispersion in numerically simulated flows through tube Bundles. Flow, Turbulence and Combustion, 73 pp95-116.
- Robinson S (1991). Coherent motions in the turbulent boundary layer. Annu. Rev Fluid Mech. A23 &01-639.
- Rollet-Miet P, Laurence D. & ferziger J. (1999) LES and RANS turbulent flow in tube bundles. Int. J of Heat and Fluid Flow, 20 pp 241-254.
- Sakamoto H y Haniu H, (1990), Aerodynamic forces acting on two square prisms placed vertically in a turbulent boundary layer. J Wind Eng ind Aerodyn 31:41-66.
- Salinas Vázquez M. and Métais O. (2002). Large-eddy simulation of the turbulent flow through a heated square duct. J. Fluid Mech. 453 pp. 202-208 .
- Simonin O. & Barouda M. (2007) Flow through staggered tube bundle Case 78, ERCOFTAC classic database, <http://cfd.me.umist.ac.uk/ercoftac>, mayo.
- Umeda S. & Yang W.J. (1999) Interaction of Von Karman vortices and intersecting main streams in staggered tube bundles, Experiments in Fluids, 26 pp389-399.
- Wang, Y., Trouvé, (2004) An Artificial acoustic stiffness reduction in fully compressible, direct numerical simulation of combustion Combustion Theory and Modelling 8 (3), pp. 633-660.
- Xu G. & Zhou Y. (2004) Strouhal numbers in the wake of two inline cylinders, Experiments in Fluids 37:248-256
- Yang, J. Balaras, E. (2006), An embedded-boundary formulation for large-eddy simulation of turbulent flows interacting with moving boundaries, J. Comput. Phys. Vol. 215 pp. 12-40.