

## Efecto de estructuras turbulentas no estacionarias sobre la térmica de flujos en conductos de sección cuadrada con un flujo de calor no simétrico

M. Salinas Vázquez y W.V. Rodríguez  
*Instituto de Ingeniería, UNAM,*  
*Ciudad Universitaria, 04510 México D.F.*

Recibido el 17 de enero de 2003; aceptado el 25 de junio de 2004

A partir de simulaciones de grandes escalas de flujos en conductos de sección transversal cuadrada y sujetos a un flujo de calor no simétrico, se estudia el efecto de estructuras turbulentas no estacionarias sobre la térmica del flujo. A pesar de una disminución generalizada de la actividad turbulenta sobre la pared calentada, la intensidad de la correlación velocidad-temperatura aumenta. Esta correlación indica la transferencia de calor turbulenta, es alimentada por estructuras de gran intensidad, que aunque poco frecuentes, crean fluctuaciones de temperatura de gran amplitud. Un estudio estadístico condicionado aísla estas estructuras para conocer su efecto sobre la térmica global y local del flujo.

*Descriptores:* Turbulencia; conducto; flujo de calor

From large eddy simulations of heated square ducts, we study the effect of non-stationary structures over the flow thermal behavior. Indeed the net decrease of the turbulent intensity over the heated wall, the velocity temperature correlation intensity is enhanced. This correlation which represents the turbulent heat transfer is fed by turbulent structures of high intensity, but with a low frequency. These turbulent structures create high amplitude temperature fluctuations. A conditional statistical study is performed for isolating these turbulent structures and knowing its local and global effects over the flow.

*Keywords:* Turbulence; duct; heat flux

PACS: 47.21.-i; 47.27.Gs; 47.40.Dc

### 1. Introducción

En un trabajo precedente [1] se mostraron los resultados de las simulaciones de grandes escalas (*large eddy simulation, LES*) de conductos de sección transversal cuadrada, que se realizaron con el fin de conocer mejor los cambios en la turbulencia debidos a fuertes gradientes de temperatura. Fenómenos encontrados en conductos de enfriamiento de motores de cohetes espaciales.

Como se vio en ese trabajo, el movimiento del fluido dentro de conductos con este tipo de geometrías se caracteriza por la creación de flujos secundarios, esto es, flujos medios transversales a la dirección principal del movimiento del fluido que tienen una gran importancia en el transporte de la cantidad de movimiento y energía. Esta simulación pudo captar perfectamente la formación de estos flujos secundarios, que por su baja intensidad (1 % a 2 % la velocidad media del flujo) son un reto para cualquier tipo de simulación.

Al conducto se le aplicó un flujo de calor no simétrico sobre una de las cuatro paredes. El flujo consistió en imponer a una de las cuatro paredes una temperatura fija y constante mayor que la temperatura de las restantes tres paredes. Se observó que el comportamiento turbulento del flujo se transforma sobre la pared calentada. Los flujos secundarios medios aumentaron de tamaño en un  $\approx 50\%$ , y en intensidad en más de 100 %. La intensidad turbulenta disminuyó en general, concentrándose sobre la línea media de esta pared (ver Fig. 1). Los valores de ésta cerca de la pared caliente disminuyen ostensiblemente, debido al incremento de la viscosidad. El calentamiento creó, igualmente, estructuras turbulentas de gran tamaño que transportando fluido a diferentes tempera-

turas, propician un aumento en la transferencia de calor. En la Fig. 1 se muestra un ejemplo de dichas estructuras a partir de los campos instantáneos de las componentes de velocidad transversal y normal (vectores  $w(\vec{x}, t) - v(\vec{x}, t)$ ) y de los contornos de temperatura fluctuante  $T'(\vec{x}, t)$  (definida líneas adelante), en la mitad de una sección transversal del conducto.

Las estructuras turbulentas observadas en la Fig. 1 son una eyección, fluido lento que sale de los alrededores de la pared hacia el centro de ducto, y un barrido, fluido rápido del centro del ducto que entra a la zona cercana a la pared; estructuras típicas de pared y estudiadas ampliamente en el trabajo precedente. Se observó que estas estructuras eran amplificadas en intensidad y tamaño, principalmente por la expansión

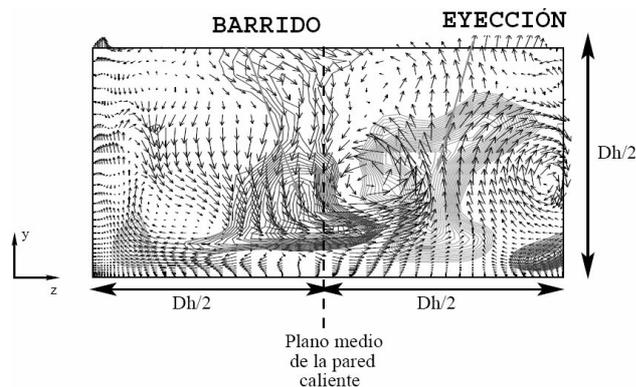


FIGURA 1. Campos instantáneos. Velocidad transversal (componente normal y transversal de la velocidad),  $v(\vec{x}, t) - w(\vec{x}, t)$ , y temperatura fluctuante,  $T'(\vec{x}, t)$ , en un medio de la sección transversal del ducto.

del gas en contacto con la pared caliente. El gran tamaño de los barridos es el causante del debilitamiento de la actividad turbulenta del flujo. Sólo la gran intensidad de la eyección (alrededor de la línea media de la pared caliente) es capaz de dar un aporte, muy local, a la intensidad turbulenta; aporte traducido como un incremento en el valor medio de los esfuerzos de Reynolds locales. Si bien, el comportamiento turbulento de la hidrodinámica del flujo fue ampliamente estudiado, no se reportó nada sobre el efecto de dichas estructuras en la transferencia turbulenta de calor. Por este motivo, el presente trabajo muestra la influencia de estas estructuras turbulentas sobre la transferencia de calor.

Estadísticamente y a partir de visualizaciones instantáneas se ha observado que existe una relación entre las fluctuaciones de velocidad y temperatura. Recuerdese que una fluctuación es igual a la diferencia entre el valor instantáneo y el valor medio,  $f'(\vec{x}, t) = f(\vec{x}, t) - \langle f \rangle(y, z)$ . Los valores medios  $\langle \rangle$  se obtienen promediando los valores instantáneos en el tiempo y en las direcciones homogéneas, en este caso sólo la dirección longitudinal  $x$  es una dirección homogénea. La observación de esta relación no es nada nuevo, pues varios investigadores, como Antonia, Danh & Prabhu [2], han observado experimental y numéricamente este fenómeno característico de los flujos de pared calentados. La Fig. 2 muestra dos visualizaciones instantáneas de fluctuaciones de velocidad longitudinal ( $u'(\vec{x}, t)$ ) y de temperatura ( $T'(\vec{x}, t)$ ), así como una autocorrelación transversal de las dos variables fluctuantes. En estas visualizaciones instantáneas se observa que los dos conjuntos de contornos son topológicamente similares, lo que confirma su estrecha relación. De un punto de vista estadístico, esto se verifica al encontrar un ancho similar de las estructuras turbulentas de pared, corrientes de baja y alta velocidad (*streaks*) dadas por  $u'(\vec{x}, t)$ , y las estructuras térmicas dadas por  $T'(\vec{x}, t)$ . Este

valor es muy cercano al encontrado en la literatura en unidades de pared (unidades en función de la velocidad de fricción y la viscosidad) por Robinson [3] de  $\lambda^+ = 100$ , para dichas estructuras en la capa límite.

A pesar de la similitud entre las fluctuaciones de velocidad y temperatura, el flujo de calor turbulento dado por la correlación  $\langle \vec{u}'T' \rangle$ , donde  $\vec{u}'$  es el vector velocidad fluctuante y  $T'$  es la temperatura fluctuante, se incrementa en función de la temperatura de la pared caliente. Este efecto es inverso al observado con el valor de los esfuerzos de Reynolds, donde a pesar de un aumento en su intensidad alrededor de la línea media de la pared, en el resto de ésta disminuían considerablemente [1]. Esto hace pensar que las fluctuaciones de velocidad y temperatura pueden variar su intensidad en función de la temperatura en la pared caliente, guardando la similitud topológica entre las estructuras turbulentas y térmicas.

En este trabajo se demostrará que la intensidad de las fluctuaciones de temperatura se incrementa debido a estructuras turbulentas no estacionarias con una fuerte intermitencia en su aparición. Sin embargo, por su esporádica aparición, su efecto sobre los esfuerzos de Reynolds es limitado. La simulación de grandes escalas permite tener acceso a las variables instantáneas y por ende a las variables fluctuantes y medias. Esto permite la utilización de herramientas estadísticas [1]. En el caso preciso de este trabajo, el fenómeno anteriormente descrito será estudiado a partir de herramientas estadísticas condicionadas, que aunque simples desde un punto de vista matemático, son capaces de describir fenómenos turbulentos complejos.

## 2. Detalles numéricos

Los resultados aquí presentados se obtuvieron a partir de simulaciones de grandes escalas de conductos de sección transversal cuadrada en configuración temporal. Esta configuración, que consiste en asignar una condición de frontera periódica en la dirección longitudinal (dirección principal del movimiento del flujo) físicamente representa una longitud semi-infinita del conducto. Esto nos lleva a utilizar condiciones de frontera, igualmente periódicas sobre las paredes. Si bien en la cantidad de movimiento no hay problema (la velocidad es cero) en la ecuación de energía la única condición posible es asignar a la pared una temperatura constante. Por este motivo, el flujo de calor no simétrico consiste en imponer sobre una de las cuatro paredes un valor de temperatura ( $T_h$ ) mayor o igual al valor del resto de las paredes ( $T_w$ ) (ver Fig. 3). Se simularon cuatro casos diferentes:  $T_h/T_w = 1.0, 1.75, 2.5$  y  $3.25$ . Finalmente la presión en la pared se obtuvo a partir de resolver las ecuaciones de Navier-Stokes en la pared. Se consideró un flujo con un número de Reynolds de  $Re = 6000$  y número de Mach  $M = 0.5$ . Estos números adimensionales se basan en el diámetro hidráulico ( $D_h$ ), velocidad media ( $U_b$ ), presión media y temperatura de pared ( $T_w$ ). El conducto tiene una sección transversal cuadrada de  $L_y$  y  $L_z = 1D_h$  de lado y longitud de  $L_x = 12.8 D_h$ . Con esta longitud se comprobó estadísticamente que existía una

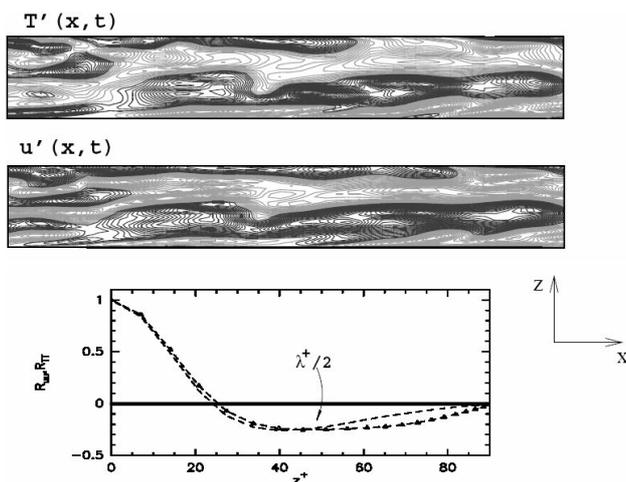


FIGURA 2. Ducto  $T_h/T_w = 2.5$ . Contornos de velocidad longitudinal ( $u'(\vec{x}, t)$ ) y temperatura ( $T'(\vec{x}, t)$ ), fluctuantes cerca de la pared,  $y^+ = 9$ . Contornos claros  $u'(\vec{x}, t) < 0$  y  $T'(\vec{x}, t) > 0$ ; contornos oscuros  $u'(\vec{x}, t) > 0$  y  $T'(\vec{x}, t) < 0$ . Autocorrelación transversal de las fluctuaciones de velocidad longitudinal y temperatura.

decorrelación de las fluctuaciones de las variables entre la salida y la entrada. La malla consistió en  $N_x = 120$ ,  $N_z = 60$  y  $N_y = 60$  puntos en las direcciones longitudinal, transversal y normal, respectivamente. El tamaño de las celdas en las direcciones normal y transversal no es constante, teniendo celdas más pequeñas cerca de la pared (del orden de  $y^+ \approx 1$ ) que en el centro del ducto.

Se considera que el fluido es compresible y regido por la ecuación de los gases ideales. Las ecuaciones de Navier-Stokes compresibles fueron discretizadas y resueltas numéricamente mediante el uso de un esquema en diferencias finitas de tipo MacCormack de orden 4 en espacio y 2 en tiempo [5]. El modelo de la función de estructura selectiva fue usado como modelo sub-malla [6].

### 3. Herramientas estadísticas

La estadística condicionada tiene como objetivo el buscar eventos turbulentos que cumplan con ciertos requisitos para determinar su efecto global o local sobre el resto del flujo. Por tal motivo, en el presente trabajo se utilizaron dos métodos diferentes:

- El llamado análisis de cuadrante condicionado que localiza los dos principales eventos de la turbulencia de pared [3]: la eyección, flujo lento que sale de las cercanías de la pared hacia el centro del conducto y el barrido, flujo a alta velocidad que entra a las cercanías de la pared procedente del centro del conducto. Este método desarrollado por Willmarth & Lu [7] ha mostrado un buen desempeño en la localización y estudio de estas estructuras turbulentas. Básicamente consiste en descomponer en cada instante el esfuerzo de Reynolds principal instantáneo  $u'(\vec{x}, t)v'(\vec{x}, t)$  en cuatro partes, dependiendo del signo de cada una de las fluctuaciones instantáneas (ver Fig. 4);  $u'(\vec{x}, t)$  es la fluctuación de la componente longitudinal de la velocidad y  $v'(\vec{x}, t)$  la fluctuación de la componente

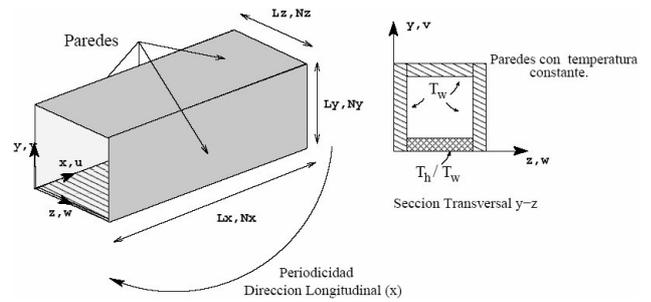


FIGURA 3. Características geométricas del flujo y condiciones de frontera. La figura muestra la dirección de los ejes y la componente de velocidad asociada.

de la velocidad normal a la pared. Un valor fluctuante positivo significa un valor instantáneo mayor al valor medio local. De igual manera un valor negativo muestra un valor instantáneo menor al valor medio local. A partir de estas consideraciones, si  $u'(\vec{x}, t) < 0$  y  $v'(\vec{x}, t) > 0$ , hablamos del cuarto cuadrante. Físicamente representa una eyección, fluido lento ( $u'(\vec{x}, t) < 0$ ) que sube de los alrededores de la pared ( $v'(\vec{x}, t) > 0$ ). Si ahora tenemos que  $u'(\vec{x}, t) > 0$  y  $v'(\vec{x}, t) < 0$  se tratará del segundo cuadrante, fluido a alta velocidad ( $u'(\vec{x}, t) > 0$ ) que baja a las inmediaciones de la pared ( $v'(\vec{x}, t) < 0$ ). Los cuadrantes 1 y 3 no tienen significado físico alguno. La suma del valor promedio de los cuatro cuadrantes nos da el esfuerzo de Reynolds promedio  $\langle u'v' \rangle$ . El promedio de cada uno de los dos cuadrantes que nos interesan (dos y cuatro), dan el comportamiento medio de las estructuras turbulentas que representan. La Fig. 4, muestra el procedimiento para el segundo y cuarto cuadrante.

En el caso del conducto cuadrado, donde también  $\langle u'w' \rangle$  y  $\langle v'w' \rangle$  son diferentes de cero, un método semejante se puede utilizar para ellos [4, 8]. Si ahora se condiciona el estudio, esto es, se toman los valores de las eyecciones y barridos que cumplen la siguiente condición:

$$\langle u'v' \rangle^c(y, z) = \frac{\sum_1^n \left\{ \begin{array}{l} [\pm u'(\vec{x}, t)][\pm v'(\vec{x}, t)] \\ 0 \end{array} \right. \text{ si } \left. \begin{array}{l} [\pm u'(\vec{x}, t)][\pm v'(\vec{x}, t)] > A_s \langle u'v' \rangle(y, z) \\ \text{de otra manera} \end{array} \right\}}{n} \quad (1)$$

Se aíslan todas las zonas de eyección  $[-u'(\vec{x}, t)][+v'(\vec{x}, t)]$  o barrido instantáneos  $[+u'(\vec{x}, t)][-v'(\vec{x}, t)]$  que tienen un valor  $A_s$  mayor al valor medio local del esfuerzo de Reynolds  $\langle u'v' \rangle$ , donde  $A_s$  es un número real mayor a uno (si  $A_s = 1$  no hay condicionamiento),  $n$  es el número total de muestras y  $\langle u'v' \rangle^c(y, z)$  es el valor medio del esfuerzo de Reynolds condicionado.

La correlación  $\langle \bar{u}'T' \rangle$  asociadas, a estos eventos se obtiene con el fin de encontrar el aporte térmico de los eventos turbulentos. Por ejemplo, para la eyección, la correlación  $\langle \bar{u}'T' \rangle$  asociada está dada por

$$\langle \bar{u}'T' \rangle^c_4(y, z) = \frac{\sum_1^n \left\{ \begin{array}{l} [\pm \bar{u}'(\vec{x}, t)][\pm T'(\vec{x}, t)] \\ 0 \end{array} \right. \text{ si } \left. \begin{array}{l} [-u'(\vec{x}, t)][+v'(\vec{x}, t)] > A_s \langle u'v' \rangle(y, z) \\ \text{de otra manera} \end{array} \right\}}{n}, \quad (2)$$

donde  $T'(\vec{x}, t)$  es mayor o menor a cero y  $n$  nuevamente es el número de muestras. Semejante procedimiento se utiliza para el segundo cuadrante:

$$\langle \bar{u}'T' \rangle^c_2(y, z) = \frac{\sum_1^n \left\{ \begin{array}{l} [\pm \bar{u}'(\vec{x}, t)][\pm T'(\vec{x}, t)] \\ 0 \end{array} \right. \text{ si } \left. \begin{array}{l} [+u'(\vec{x}, t)][-v'(\vec{x}, t)] > A_s \langle u'v' \rangle(y, z) \\ \text{de otra manera} \end{array} \right\}}{n} \quad (3)$$

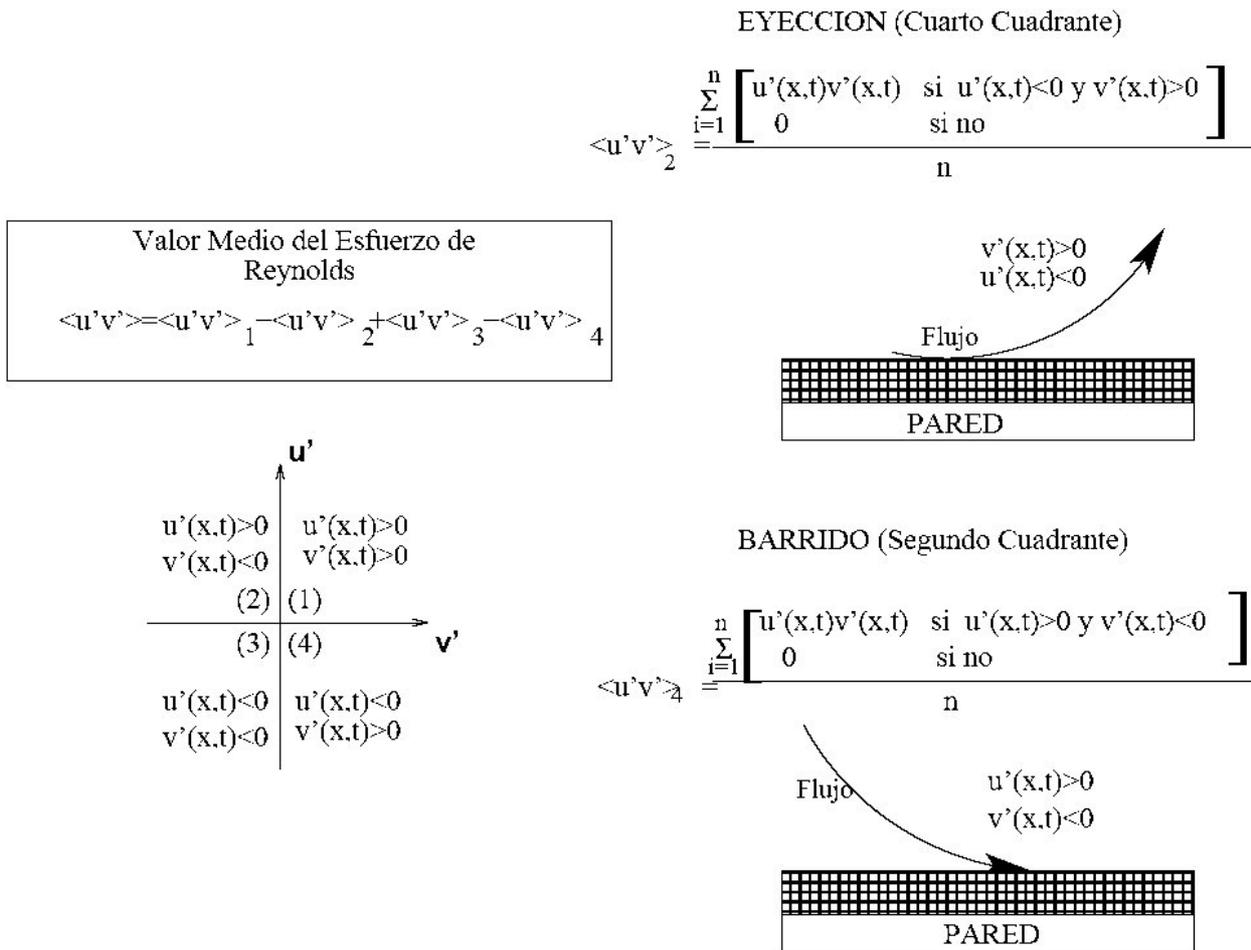


FIGURA 4. Método de los cuadrantes.

- El segundo método es el llamado método de la media condicionada. Este método consiste en tomar un punto de interés, en este caso en el plano transversal  $y-z$  ( $y_e - z_e$ ), por ejemplo alrededor de la zona de máximo valor medio condicionado del cuadrante 4, eyección, obtenida con el método anterior. Utilizando la expresión siguiente:

$$D(eyec) = \begin{cases} 1 & \text{si } u'(y_e, z_e) < 0, v'(y_e, z_e) > 0 \text{ y} \\ & u'(y_e, z_e)v'(y_e, z_e) > A_s \langle u'v' \rangle(y_e, z_e) \\ 0 & \text{de otra manera} \end{cases} \quad (4)$$

Si  $D(eyec) = 1$  se toma el plano completo  $y - z$ , de lo contrario el plano se descarta. Se realiza un estudio estadístico de los planos  $y-z$  que cumplen con la condición, encontrándose el comportamiento medio del evento seleccionado y su influencia sobre el resto del flujo, en este caso de las eyecciones con valores mayores a  $A_s$  ( $A_s$  tiene la misma definición que en el método anterior) en el punto  $(y_e, z_e)$ . Bogart & Tiederman [9], en su estudio experimental, recomiendan que no se tomen varios planos de un mismo evento turbulento, sólo el plano donde los valores de las fluctuaciones de velocidad son máximos.

## 4. Resultados

### 4.1. Flujos de calor turbulentos

La Fig. 5 muestra los contornos para las tres componentes de la correlación velocidad-temperatura,  $\langle u'T' \rangle$ ,  $\langle v'T' \rangle$  y  $\langle w'T' \rangle$ . Estas correlaciones representan físicamente la transferencia turbulenta de calor. Se observa que conforme se aumenta la temperatura, los valores máximos de  $\langle u'T' \rangle$  y  $\langle v'T' \rangle$  se concentran alrededor del plano medio de la pared caliente ( $z/D_h = 0.5$ ). Un alargamiento de los contornos de  $\langle u'T' \rangle$  cerca de esta pared caliente ( $z/D_h = 0.0$ ) y la formación de una zona de altos valores de  $\langle v'T' \rangle$  cerca de la esquina ( $z/D_h = 0.0$  y  $y/D_h = 0.0$ ), son el resultado de la fuerte interacción térmica entre las dos paredes con diferente temperatura. La zona máxima de  $\langle w'T' \rangle$  se agranda conforme aumenta  $T_h$  y se mueve hacia arriba. Estos cambios son debidos al agrandamiento del tamaño de los flujos secundarios medios antes mencionado.

Los altos valores de  $\langle u'T' \rangle$  son el resultado, principalmente, de un aumento de la amplitud de las fluctuaciones de temperatura, pues se había observado una magra diferencia de la  $u_{rms} \langle u'u' \rangle^{1/2}$  (amplitud media de las fluctuaciones) a diferentes valores de  $T_h$  [1]. La Fig. 6 muestra los valores de

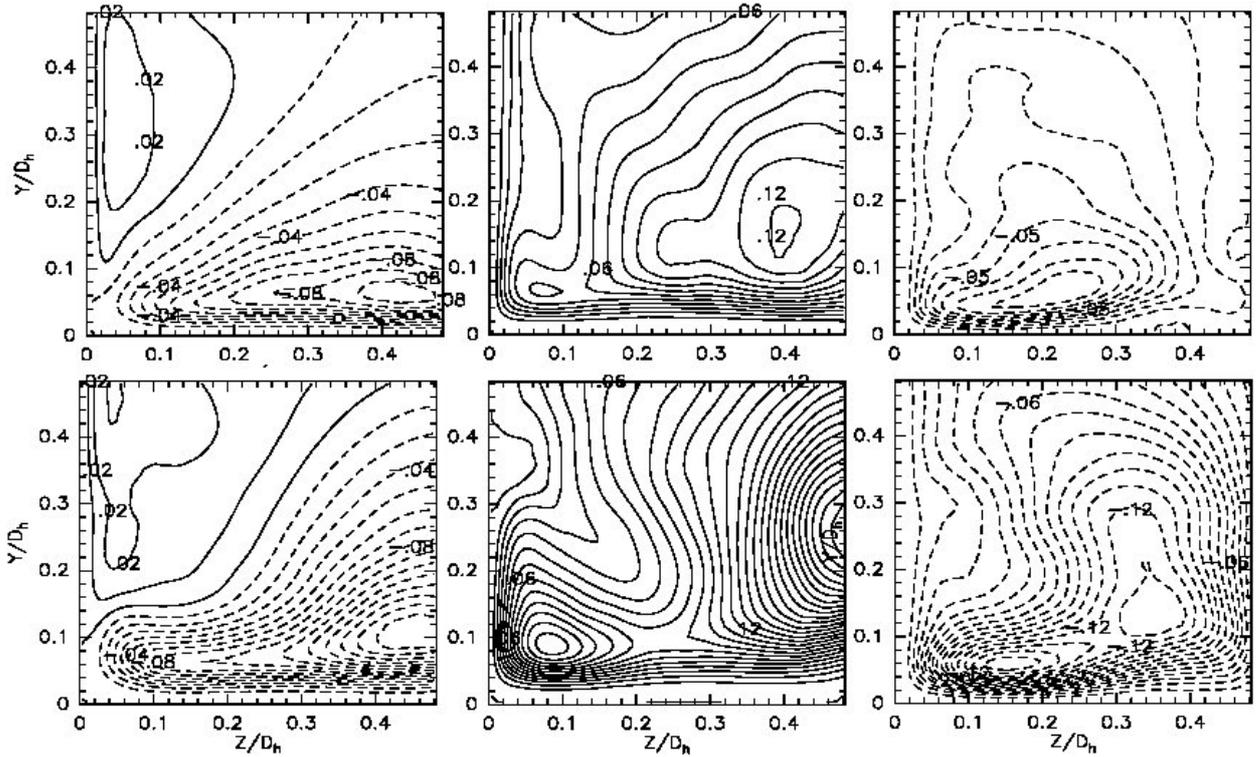


FIGURA 5. Correlaciones  $\langle \bar{u}'T' \rangle$  para  $T_h/T_w = 1.75$  (arriba) y  $T_h/T_w = 3.25$  (abajo), en un cuarto de la sección transversal del ducto. De izquierda a derecha:  $\langle u'v' \rangle$ , contornos  $0.005 \times 10 U_b T_h$ ;  $\langle v'T' \rangle$ , contornos  $0.005 \times 100 U_b T_h$  y  $\langle w'T' \rangle$ , contornos  $0.005 \times 100 U_b T_h$ .

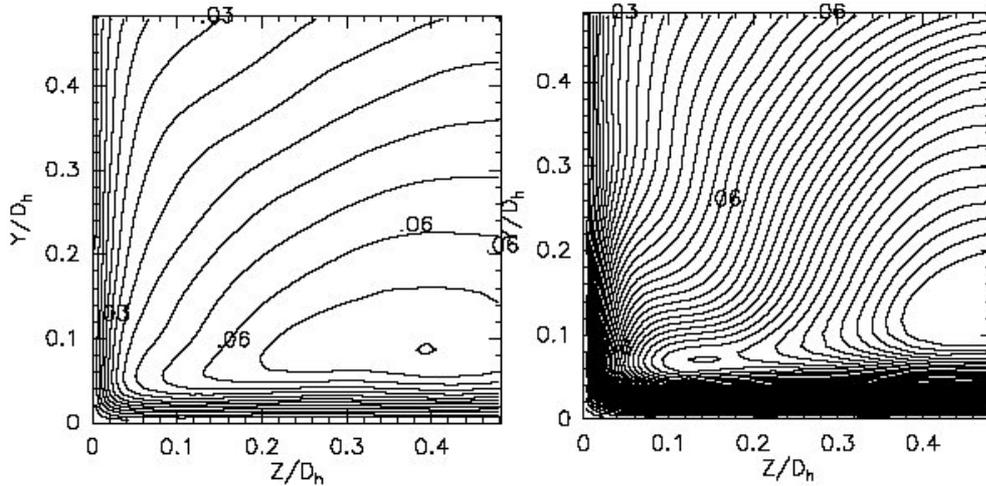


FIGURA 6. Contornos de  $T_{rms}$  (root mean square de la fluctuación) en un cuarto de la sección transversal del ducto.  $T_h/T_w = 1.75$  (izquierda) y  $T_h/T_w = 3.25$  (derecha). Contorno  $0.005 T_{rms}/T_h$ .

$T_{rms} (\langle T'T' \rangle^{1/2})$  para los casos  $T_h/T_w = 1.75$  y  $3.25$  y comprueba lo anteriormente dicho. Los valores de  $T_{rms}$  para el ducto  $T_h/T_w = 3.25$  son más de tres veces los valores para  $T_h/T_w = 1.75$ .

**4.2. Estadística condicionada**

La Fig. 7 muestra los resultados del estudio condicionado de cuadrantes. El valor de  $A_s$  seleccionado es 10, ya que se requiere aislar los eventos locales de máxima intensidad. Las zonas encontradas con este método están alrededor del pun-

to  $y/D_h \approx 0.2$  y  $z/D_h \approx 0.35$  para las eyecciones y del punto  $y/D_h \approx 0.1$  y  $z/D_h \approx 0.5$  para los barridos. Los contornos pegados a la pared lateral ( $z/D_h = 0$ ) fueron obtenidos gracias a que el valor medio del esfuerzo de Reynolds en este zona es casi nulo. Estos valores no tienen el mismo significado físico que los contornos sobre la pared horizontal (triángulo rectángulo inferior del cuadrado), ya que para esta pared el estudio se tiene que hacer con la componente del esfuerzo de Reynolds  $\langle u'w' \rangle$  en vez de  $\langle u'v' \rangle$ , donde ahora  $w$  es la componente de velocidad normal a la pared vertical.

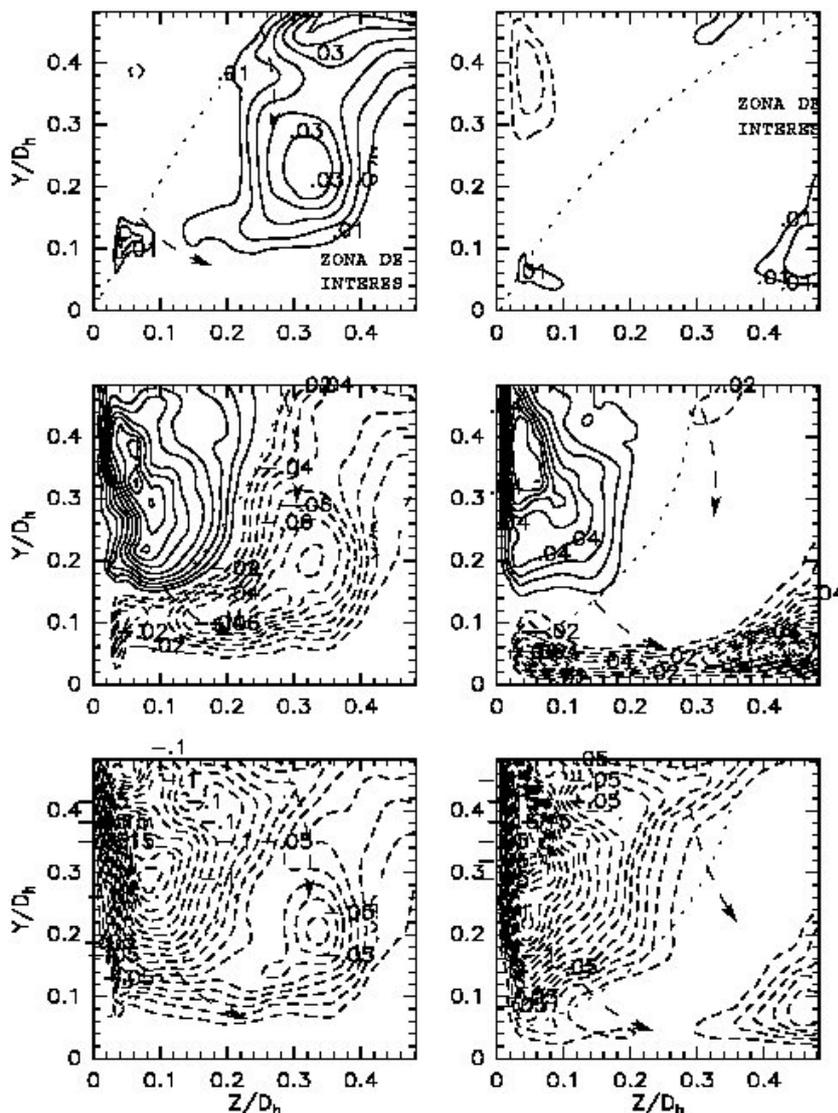


FIGURA 7. Método de cuadrantes condicionado  $A_s = 10$  para el ducto con  $T_h/T_w = 2.5$ . Eyección (izquierda) y barrido (derecha) en un cuarto de la sección transversal del ducto. De arriba hacia abajo:  $\langle v'T' \rangle^c$ , contornos  $0.005 \times 100 U_b T_h$ ;  $\langle u'T' \rangle^c$ , contornos  $0.05 \times 100 U_b T_h$  y  $\langle u'v' \rangle^c$ , contornos  $0.01 \times 100 U_b^2$ .

Lo más importante de estos resultados está en los valores de las correlaciones velocidad - temperatura, donde en ciertas zonas la aportación a la componente  $\langle u'T' \rangle$  es de más del 100% de su valor local medio. Para la componente  $\langle v'T' \rangle$ , la aportación de estos eventos es más pequeña, pues va de un 40% a un 50% del valor medio local. Este resultado muestra que sólo un promedio de 3 a 4% de los puntos totales que cumplen con la condición de la Ec. 1 generan en algunas zonas más del 100% del valor medio local de  $\langle u'T' \rangle$ . Obsérvese en esta ecuación que los valores condicionados están divididos por el número total de eventos y no sólo por el número de eventos condicionados.

Para el análisis de la media condicionada se tomó el punto  $(y_e, z_e)$  donde el cuadrante cuatro condicionado es máximo,  $y_e \approx 0.2$  y  $z_e \approx 0.33$ , y un valor de  $A_s = 10$ . Menos del 5% de los planos estudiados (alrededor de 250 mil planos), cumplieron con la condición de la Ec. 2, tomándose en cuenta

la consideración de Bogart & Tiederman [9]. La forma media de la estructura turbulenta encontrada es mostrada en la Fig. 8, donde destaca una fuerte eyección que expulsa fluido a alta temperatura de la pared hacia el centro del conducto. Los contornos de temperatura media condicionada también muestran este fenómeno. La eyección está acotada por dos vórtices, uno de gran tamaño y otro de tamaño más reducido. Estos vórtices transportan fluido frío del centro del conducto a la región cercana a la pared (barrido) y, a su vez, forman parte de la eyección, transportando fluido a baja velocidad y alta temperatura de esta región hacia el centro del conducto. Estas estructuras son el motor de la transferencia turbulenta de calor. En este punto es interesante observar que la estructura instantánea de la Fig. 1 es similar a la estructura media condicionada obtenida.

La fluctuación de temperatura creada por la eyección es del orden de 200% más grande que el valor local de  $T_{rms}$  y

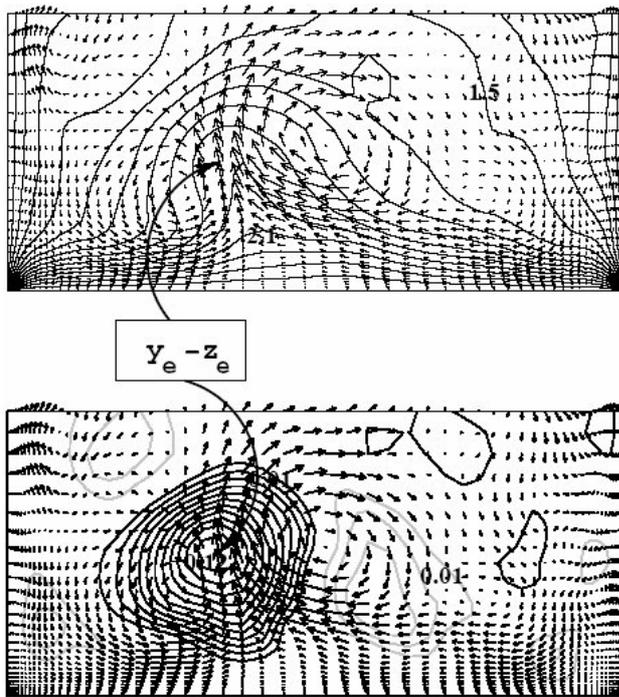


FIGURA 8. Método de la media condicionada en el punto  $y_e=0.2-z_e=0.33$  para el ducto con  $T_h/T_w = 2.5$ . Vectores  $v(\vec{x}, t) - w(\vec{x}, t)$  con temperatura fluctuante,  $T'(\vec{x}, t)/T_h$ , (arriba) y temperatura media,  $\langle T \rangle(y, z)/T_w$  (abajo) en un medio de la sección transversal.

4 veces más grande que la creada por la entrada de fluido frío barrido. Esto verifica por una parte, que la eyección además de ser la principal fuente del esfuerzo de Reynolds  $\langle u'v' \rangle$

también lo es de la fluctuación de temperatura. Por otra parte comprueba la enorme aportación térmica de una estructura que surge en forma esporádica.

## 5. Conclusiones

En el presente trabajo se desarrolló un estudio estadístico de manera precisa y sencilla para explicar el aumento de las intensidades térmicas en un conducto calentado con un flujo de calor no simétrico, cuando las estadísticas de segundo orden muestran una disminución marcada de la turbulencia. Se mostró que a pesar de una fuerte relación entre las estructuras turbulentas y térmicas, esto no limita el aumento en la amplitud de las fluctuaciones de temperatura que se acentúan con el aumento de la temperatura  $T_h$ . A partir de la detección de estructuras turbulentas no estacionarias se observó que algunas de éstas son estructuras de gran intensidad local que aparecen esporádicamente. Estas estructuras no tienen un gran peso sobre los esfuerzos de Reynolds, pero crean fluctuaciones de temperatura de gran amplitud que incrementan el intercambio térmico. Gracias al acceso que nos permite la simulación de grandes escalas de las variables instantáneas, es que se ha podido encontrar el efecto de estas estructuras no estacionarias. Industrialmente, la importancia de este trabajo reside en la posibilidad de explicar ciertos problemas que se tenían en intercambiadores de calor que trabajan con grandes flujos de calor (cámaras de combustión de cohetes espaciales) y que no habían encontrado, hasta ahora, una explicación satisfactoria. Estos fenómenos no son detectables con modelos de turbulencia tradicionales del tipo RANS (*Reynolds Average Navier Stokes Equations*).

1. M. Salinas Vázquez y O. Métais, *J. Fluid Mech.* **453** (2002) 201.
2. R.A. Antonia, H.Q. Danh y W.B. Browne, *J. Fluid Mech.* **80** (1977) 153.
3. S. Robinson, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **23** (1991) 601.
4. M. Salinas Vázquez, *Simulation numérique des grandes échelles d'écoulements dans les canaux de refroidissement de mo-*

*teur fusée.* (PhD Thèse, Institut Polytechnique de Grenoble, France, 1999).

5. D. Gottlieb y E. Turkel, *Math. Comp.* **30** (1976) 703.
6. O. Métais y M. Lesieur, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **28** (1996) 45.
7. Willmarth W.W. & Lu S.S., *J. Fluid Mech.* **55** (1972) 65.
8. A. Huser y S. Biringen, *J. Fluid Mech.* **257** (1993) 65.
9. D.G. Bogart y W.G. Tiederman, *J. Fluid Mech.* **162** (1986) 389.