



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE INGENIERÍA

**CANTIDADES ESTADÍSTICAS EN UN
ARREGLO TRIPLE DE CHORROS EN
COFLUJO.**

T E S I S

**QUE PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRO EN INGENIERÍA**

P R E S E N T A:

ENRIQUE BERNAL MARTÍNEZ.

DIRECTOR: DR. FRANCISCO J. SOLORIO ORDAZ.



MÉXICO, D. F. AGOSTO DEL 2006



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.

**“Porque en verdad el gran amor nace del conocimiento profundo
del objeto que se ama;
y si tú no lo conoces, poco o nada podrás quererlo.”**

Daniel Reséndiz Núñez.

Mis más sinceros agradecimientos:

Al Dr. Francisco Javier Solorio Ordaz por su tiempo, sus consejos y sus comentarios, pero sobre todo por su confianza.

Al Departamento de Termoenergía y Mejoramiento Ambiental de la Facultad de Ingeniería de la UNAM, por brindarme los recursos necesarios para la realización de este trabajo.

A Silvia, Regina e Itzel por su cariño.

Contenido

RESUMEN.....	1
INTRODUCCIÓN.....	2
1 CONCEPTOS BÁSICOS.....	7
1.1 CHORRO SIMPLE.....	7
1.2 REPRESENTACIÓN GRÁFICA DE LOS CAMPOS DE FLUJO EN CHORROS	8
1.2.1 PENETRACIÓN O ARRASTRE.....	10
1.3 ENERGÍA TURBULENTA Y ESFUERZOS DE REYNOLDS.....	14
1.4 CHORROS EN COFLUJO	18
1.5 REVISIÓN BIBLIOGRÁFICA	20
2 DEFINICIÓN Y TÉCNICA DE MEDICIÓN	30
2.1 DEFINICIÓN DEL PROBLEMA.....	30
2.2 CONFIGURACIÓN DEL EQUIPO.....	33
2.3 TÉCNICA DE MEDICIÓN	35
3 RESULTADOS.....	40
3.1 INTRODUCCIÓN	40
3.1.1 CRITERIO PARA ADIMENSIONAR EL EJE DE LAS ABSCISAS EN LAS GRÁFICAS	40
3.2 EXPERIMENTO 1.....	41
3.3 EXPERIMENTO 2.....	58
3.4 EXPERIMENTO 3.....	68
4 CONCLUSIONES.....	78
4.1 TRABAJO FUTURO.....	79
NOMENCLATURA.....	81
REFERENCIAS	83

Resumen

En este trabajo se investigaron las características de flujo de tres chorros planos turbulentos en coflujo. El campo de flujo se produjo mediante aire proveniente de tres conductos planos paralelos, los cuales entraron en un ambiente en calma. Con la finalidad de encontrar la distancia en la cual los tres chorros se mezclan completamente, se utilizaron tres diferentes relaciones de velocidad entre el chorro central y los chorros laterales ($U_i \approx 2U_e, U_i \approx 1/2U_e, U_i \approx U_e$).

Se incluyen mediciones de velocidad media, de esfuerzos de Reynolds normales (U_{rms} y V_{rms}), de esfuerzos de Reynolds cortantes ($U'V'$) y de energía cinética turbulenta (K), realizadas con un anemómetro de hilo caliente y una sonda de dos hilos en "X". En el primer experimento se ajustó la velocidad del chorro central al doble de las velocidades de los chorros laterales, en el segundo experimento la velocidad del chorro central se ajustó a la mitad de la de los chorros laterales y en el tercer experimento se ajustaron todas las velocidades con el mismo valor. Al analizar y comparar los resultados, se encontró que en el primer experimento se produjo la mezcla más rápida de los chorros, debido al fuerte arrastre entre el chorro central y los chorros laterales, originado por su diferencia de velocidades. La mezcla más lenta se encontró en el segundo experimento y esto se debió principalmente a que esta configuración trabaja como si se tuvieran dos chorros ventilados. Cuando todos los chorros se ajustaron con la misma velocidad, se tuvo poca interacción entre los chorros, lo que retrasó un poco el punto de mezclado.

Introducción

La combustión sigue siendo uno de los procesos predominantes en la obtención de energía para la actividad humana y a pesar de los avances en energías renovables se prevé que seguirá así por varios años más. Desafortunadamente los productos de la combustión también son una de las mayores causas de la contaminación del aire con aportaciones de NO_x , SO_x , CO , CO_2 , hollín e hidrocarburos no quemados. Debido a esto se ha incrementado la presión sobre los diseñadores y usuarios de los sistemas de combustión para mejorar su eficiencia y reducir emisiones. Desde un punto de vista práctico, los investigadores discuten los procesos aerodinámicos que juegan papeles importantes en las llamas de difusión turbulenta, las cuales son el tipo más utilizado en la práctica industrial.

Las emisiones de SO_x son en gran parte una función de la química del combustible y ahí hay poco que el ingeniero de combustión pueda hacer para influenciar a este factor, pero los otros contaminantes se ven afectados perceptiblemente por el proceso de combustión y la eficiencia con la cual se utilice la energía liberada. Por ejemplo, las emisiones de CO_2 , que son la causa más importante del calentamiento global del planeta, se relacionan con la cantidad de combustible quemado y por lo tanto con la eficiencia con la que se utilizó y transfirió la energía del combustible durante el proceso. Para obtener una reducción en las emisiones del CO_2 se tienen que hacer mejoras en el proceso de combustión, en la eficiencia de la transferencia de calor y en la subsiguiente utilización de la energía. Por otra parte, la formación de CO y hollín es casi completamente dependiente del proceso de combustión, las emisiones NO_x son función tanto de la química del combustible como del proceso de combustión, particularmente del contenido de nitrógeno en el combustible, de la temperatura de la llama y de las concentraciones de oxígeno dentro de ella.

La mezcla combustible/aire del chorro es una parte importante de muchos procesos y es el primer paso a entender en casi todos los procesos de combustión

empleados en la industria química y para generación de potencia. Es bien conocido que la longitud y forma de la llama así como su rapidez de liberación de calor dependen en gran medida de las características de la mezcla combustible/aire [10].

En México se utiliza el combustóleo para la generación eléctrica y el carbón en la industria siderúrgica, ambos combustibles tienen un mayor contenido de carbono que el gas natural y por lo tanto emiten más CO_2 por kJ de calor liberado. Este factor ha influido en la tendencia de cambiar muchos procesos al uso del gas natural; sin embargo, esto no es una solución de largo plazo para las emisiones del CO_2 ya que las reservas conocidas y proyectadas de gas natural son relativamente pequeñas, además de que en algunos países que las poseen (México por ejemplo) no se cuenta con la infraestructura adecuada para su explotación masiva.

La química de oxidación de los hidrocarburos es muy compleja, pero ninguna de las reacciones se puede llevar a cabo hasta que el oxígeno del aire entre en contacto con el combustible. En suma, todo el proceso de combustión se lleva a cabo de la siguiente forma: *Mezclado, Ignición, Reacción Química y Dispersión de Productos*.

En la mayoría de los sistemas de combustión industrial, el mezclado entre el combustible y el aire es lento, mientras que los otros pasos son muy rápidos. La rapidez y lo completo del proceso de combustión dependen de la rapidez y lo completo de la mezcla combustible/aire [10]. Una mezcla insuficiente produce CO e hidrocarburos no quemados en los gases producto de la combustión, lo que es un desperdicio de combustible.

Para una buena combustión se necesita un suministro adecuado de aire y que el quemador mezcle efectiva y eficientemente las corrientes de aire y de combustible. Normalmente se presenta fricción entre la frontera del chorro (mezcla de combustible y aire primario) y sus alrededores, ocasionando que el aire secundario que lo rodea se acelere localmente hasta la velocidad del chorro. El chorro succiona al aire acelerado, lo que provoca que el primero se expanda (ver Figura 1).

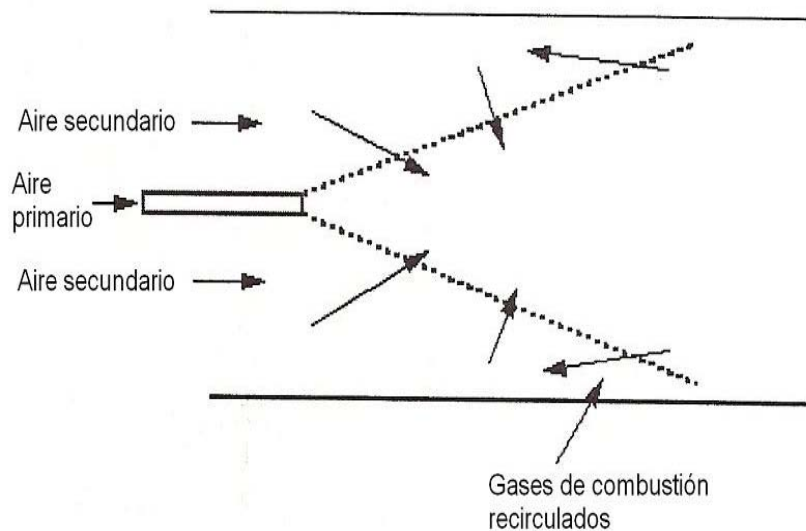


Figura 1: Arrastre y recirculación en un chorro confinado (Mullinger 2003).

Dentro de un horno la rapidez de la mezcla combustible/aire y la cantidad de exceso de aire determinan la transferencia de calor y la longitud de la llama. Por lo anterior es de esperarse que si se incrementa la rapidez de la mezcla combustible/aire o el exceso de aire, entonces se tendrá una llama más corta. También se puede esperar que si se aumenta la velocidad y el flujo másico del aire primario, entonces se llevará a cabo con mayor rapidez la mezcla combustible/aire.

Los chorros en coflujo presentan arrastre mutuo y con el fluido de los alrededores, lo que genera inestabilidades en las interfaces. Más aún, tales inestabilidades producen el mezclado para formar un sólo chorro. La interacción entre chorros, el proceso de mezclado y las características del flujo dependen de ciertos parámetros geométricos y de flujo. Entre esos parámetros se encuentran la forma y la relación de aspecto del inyector, el número de Reynolds en el plano de salida del inyector (basado en una longitud característica L_0) y las condiciones que rodean al fluido [1].

La turbulencia de un flujo le permite tener algunas características, tales como: fluctuaciones aleatorias de presión y velocidad, vórtices de diferentes tamaños con movimiento auto sostenido y un proceso de mezclado muy fuerte. No es necesario tener cerca del flujo una pared para que se genere la turbulencia; los

flujos no confinados tales como chorros, estelas y capas de mezclado pueden ser turbulentos y tener todas las características mencionadas anteriormente.

La revisión de los trabajos precedentes nos permite ver que lo que se desea durante el análisis de un chorro con flujo turbulento es predecir los perfiles de velocidad y/o temperatura así como la fricción y/o la transferencia de energía en su frontera. Además, sería bueno contar con información acerca de las propiedades estadísticas de la turbulencia para poder aplicarlas a las diferentes técnicas numéricas, como datos o como resultados para validaciones. Es cierto que las ecuaciones de Navier-Stokes "en promedio temporal" se aplican para flujo turbulento, pero también cierto es que resolverlas mediante técnicas numéricas tomaría demasiado tiempo de cómputo, aún para bajos números de Reynolds; por lo que obtener experimentalmente las características del flujo ahorra bastante tiempo.

El propósito de éste trabajo es realizar mediciones de los perfiles de velocidad y esfuerzos cortantes de Reynolds al flujo formado por tres chorros planos paralelos no ventilados en coflujo. Marsters[9](1977) encontró experimentalmente el comportamiento de la velocidad media del flujo de dos chorros planos paralelos en una configuración tal que se podía arrastrar a un flujo secundario entre ambas corrientes, a ese tipo de chorros se le conoce como "ventilados"[8], pero no reportó mediciones de los esfuerzos de Reynolds normales ni cortantes. Mostafa et al. [1](2000) reportaron resultados de velocidad media, de energía cinética turbulenta y de los esfuerzos cortantes de Reynolds para tres chorros planos en coflujo "no ventilados" aunque para una sola diferencia de velocidades entre el chorro central y los chorros laterales. Recientemente se desarrolló un trabajo con tres chorros planos paralelos en coflujo[4] en la Facultad de Ingeniería de la UNAM, pero su objetivo fue solamente mostrar el desarrollo de los perfiles de velocidad axial media y sus valores U_{rms} en función de la distancia a la salida de las toberas. Como se verá en la revisión bibliográfica del capítulo 1, este tipo de experimentos se han llevado a cabo con chorros axisimétricos y con dos, tres o más chorros planos paralelos en coflujo, pero en ninguno de los casos revisados se ha llevado a cabo el experimento que en esta tesis se realizará:

encontrar los perfiles de velocidad y los esfuerzos cortantes de Reynolds en un arreglo triple de chorros paralelos en coflujo fijando diferentes relaciones de velocidad entre el chorro central y los chorros laterales; para lograr lo anterior se cuenta con un sistema de válvulas en la entrada de los conductos rectangulares. La adquisición de datos se realizará mediante un anemómetro de hilo caliente y una sonda en "X".

A continuación se presenta la estructura de la tesis:

En el primer capítulo se hará una presentación de los antecedentes necesarios para la comprensión de los conceptos que se manejan en este trabajo, tales como son las definiciones de chorro, esfuerzos cortantes de Reynolds, valores de la raíz cuadrada de la media de la fluctuación al cuadrado, etc. Como parte importante de este capítulo se hará un resumen de los perfiles clásicos de U/U_m , $\overline{U'V'}$, U_{rms} y V_{rms} reportados en la literatura, los cuales fueron obtenidos no solamente mediante trabajos experimentales, sino también con trabajos numéricos.

En el segundo capítulo se definirá el problema a estudiar, se describirá la técnica de medición y se hará una descripción de la configuración del equipo utilizado.

El tercer capítulo presentará todos los resultados alcanzados y se llevará a cabo un análisis de los mismos.

En el cuarto capítulo se mencionan las principales conclusiones de la tesis y se sugieren algunos temas para trabajo a futuro.

Capítulo 1

Conceptos Básicos

1.1 Chorro simple

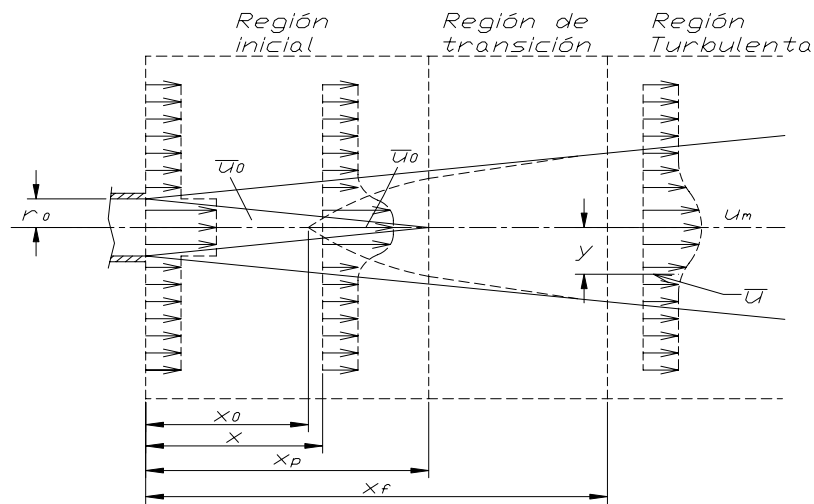


Figura 1.1 Diagrama del chorro (Abramovich 1963)

Cuando un fluido emerge de una tobera, interactúa con el fluido de los alrededores para formar un chorro. Los chorros se estudian de manera independiente de los flujos confinados porque después de su separación de las superficies sólidas, éstas ya no juegan un papel importante en su desarrollo. La Figura 1.1 representa las regiones de chorros libres turbulentos. Inmediatamente corriente abajo de la tobera hay una región conocida como el núcleo potencial, dentro de la cual la velocidad y la concentración del fluido que proviene de la tobera permanecen sin cambios. Fuera de esta región se desarrolla una capa límite libre en la cual se transfieren el momentum y la masa perpendicularmente a la corriente;

se puede definir a la capa límite como aquella región en la que hay grandes cambios laterales y pequeños cambios longitudinales en las propiedades del flujo. La región completamente desarrollada del flujo está precedida por una región de transición.

Las longitudes del núcleo potencial y de la región de transición son aproximadamente: 4 a 5 y 10 diámetros de la tobera, respectivamente. Estos valores también dependen de condiciones iniciales tales como la distribución de velocidades y del nivel de turbulencia a la salida de la tobera.

Las regiones completamente desarrolladas de los chorros turbulentos son auto semejantes y por lo tanto se pueden describir las distribuciones de velocidades transversal y axial mediante relaciones relativamente simples y generales[5].

1.2 Representación gráfica de los campos de flujo en chorros.

Los campos de flujo pueden representarse de muchas formas, por ejemplo para diferentes secciones transversales las distribuciones de velocidad se pueden mostrar en forma de perfiles de velocidad axial, de líneas de velocidad constante, de líneas de velocidad relativa constante ($U/U_m = cte.$) o se pueden dibujar líneas de corriente a partir de la integración de los perfiles de velocidad.

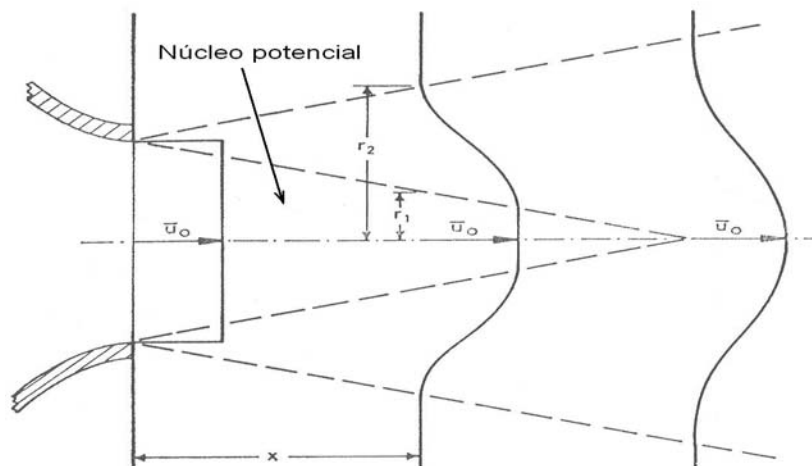


Figura 1.2: Perfiles de velocidad cerca de la salida del chorro (Chigier 1972).

Los perfiles de velocidad en la Figura 1.2 muestran las condiciones de salida y los cambios progresivos que se presentan a medida que el chorro se mueve a través de las diferentes regiones. Los perfiles en esta forma no son convenientes para describir los campos de flujo en la región corriente abajo donde las velocidades son bajas.

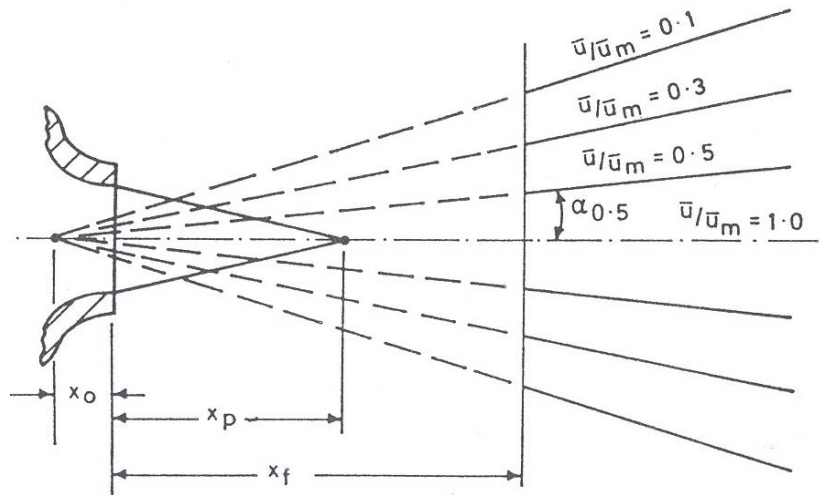


Figura 1.3: Líneas de velocidad relativa constante en la región inicial del chorro (Abramovich 1963).

Las líneas de velocidad relativa constante referidas a la velocidad máxima de cada sección transversal, en particular ($U/U_m = cte.$), se pueden considerar como rayos emanando desde un origen aparente, como se muestra en la Figura 1.3. Tales líneas se utilizan para la determinación del ángulo del chorro, el cual se define por el ángulo entre el eje y uno de esos rayos, $\alpha_{0.5}$ es el ángulo del chorro determinado a partir de la línea $U/U_m = 0.5$ y $\alpha_{0.1}$ se determina de la línea $U/U_m = 0.1$.

Los contornos de un chorro se representan mediante líneas de velocidad constante, como se muestra en la Figura 1.4; esas líneas constan de una serie de envolventes, las cuales convergen finalmente sobre el eje, y se pueden dibujar para representar valores de velocidad o alternativamente en forma adimensional en donde la velocidad está dividida por la velocidad de salida ($U/\bar{U}_0 = cte.$). Los cambios en el gradiente de velocidad se representan mediante cambios en la cantidad de líneas. Las líneas de velocidad constante tienen relevancia directa en

el estudio de flamas[5].

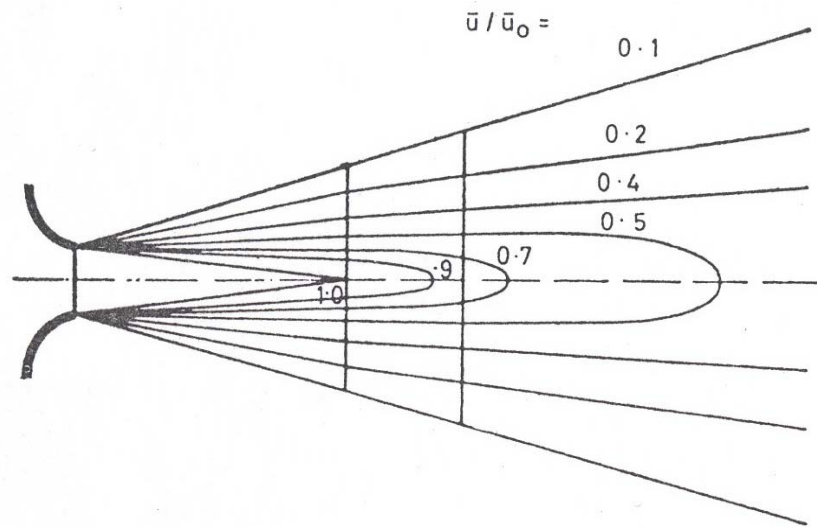


Figura 1.4: Líneas de velocidad relativa constante (Abramovich 1963).

1.2.1 Penetración o arrastre.

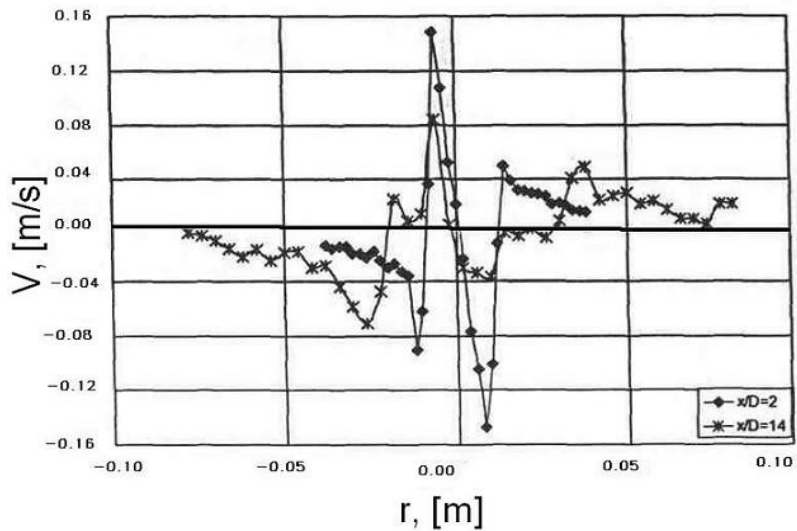


Figura 1.5 Variación de la componente de velocidad media transversal (Falcone 2003).

Como se describió brevemente en la introducción, al penetrar un chorro en un ambiente en calma, éste último se acelera localmente en las inmediaciones del chorro y luego es arrastrado, lo que provoca que el chorro se abra a medida que se aleja de la salida de la tobera.

Utilizando la ecuación de continuidad se puede demostrar que los perfiles de velocidad media transversal son una doble "S" (curvas antisimétricas). Al examinar la Figura 1.5 (flujo axisimétrico), desde la línea central hacia afuera en dirección transversal, se observa que la velocidad media transversal es cero en la línea central, crece hasta un máximo y luego pasa nuevamente por cero, a éste punto se le conoce como inversión de velocidad: *La posición media donde la dispersión del chorro turbulento es igual a la afluencia no turbulenta hacia él.* Después de pasar la inversión, la velocidad cambia de signo y el flujo ahora se dirige hacia el centro del chorro; la velocidad transversal se sigue incrementando hasta un máximo y entonces disminuye, aproximándose asintóticamente a cero cuando la distancia transversal tiende a infinito.

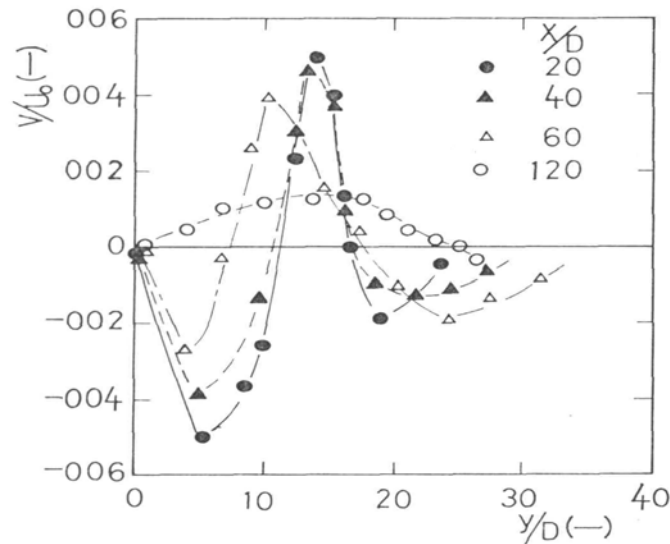


Figura 1.6: Perfil de velocidad lateral media, corriente arriba de la zona de mezclado (Shimoda 1979).

En flujos axisimétricos muchos investigadores no miden la componente de la velocidad radial media directamente[17], lo que hacen es calcularla integrando los datos de velocidad axial media y utilizando la ecuación de continuidad. Este método funciona solamente dentro de la distancia radial en la cual se tienen mediciones adecuadas de la velocidad axial. En suma, la mayoría de los investigadores no miden la velocidad axial más allá de la periferia del chorro porque es muy pequeña.

En la figura 1.6 (dos chorros planos en confluo) se muestra el perfil de velocidad lateral media corriente arriba de la zona de unión de los chorros, el cual

muestra la interacción descrita para la figura 1.5, pero en este caso no sólo entre el chorro y el ambiente, sino también entre los chorros mismos.

Los flujos arrastrados son generalmente flujos sin fricción que se dirigen hacia el eje del chorro. Como ya se ha mencionado, el arrastre es la inclusión de fluido desde el exterior de la frontera del chorro hacia la corriente turbulenta principal. La consecuencia del arrastre es que se incrementa el flujo másico a medida que se incrementa la distancia a la salida de la tobera. El primero en introducir la hipótesis del arrastre fue Sir Geoffrey Taylor (1956)[17], quien afirmó que la velocidad media del flujo que penetra a través de una interfaz turbulenta es proporcional a alguna velocidad característica en la frontera de dicho flujo.

Con un poco más de rigor se puede decir que la inestabilidad de la zona de cortante propicia, en ella, la formación de una región de espesor finito con distribución continua de velocidad, temperatura y concentración de especie, conocida como capa límite turbulenta, cuyo engrosamiento origina el incremento de la sección transversal de los chorros y, a su vez, la desaparición global de su núcleo no viscoso (hasta el final de la región inicial). Una de las propiedades fundamentales de este tipo de chorro es que la presión estática es constante en la dirección transversal al flujo, lo que permite que la velocidad dentro del núcleo potencial permanezca constante[3]. En la figura 1.7 se puede observar el caso más simple. La línea O1 es el límite de la región de velocidad axial constante ($u_1 = cte.$); la línea O2 es el límite de la región de velocidad axial cero ($u_2 = 0$). El flujo que entra al chorro desde la región de velocidad axial cero se debe a la existencia de una velocidad transversal v_2 , con dirección positiva ($v_2 > 0$); las líneas de corriente del movimiento principal debajo de la frontera O2 son líneas rectas perpendiculares a la dirección del flujo corriente arriba. De la condición de equilibrio de la capa límite se sigue que por encima de la frontera O1, la velocidad transversal (v_1) deberá tener una dirección negativa ($v_1 < 0$), es decir, que las líneas de corriente del movimiento principal atraviesan el eje de las ordenadas en un ángulo obtuso ($\beta > \frac{\pi}{2}$).

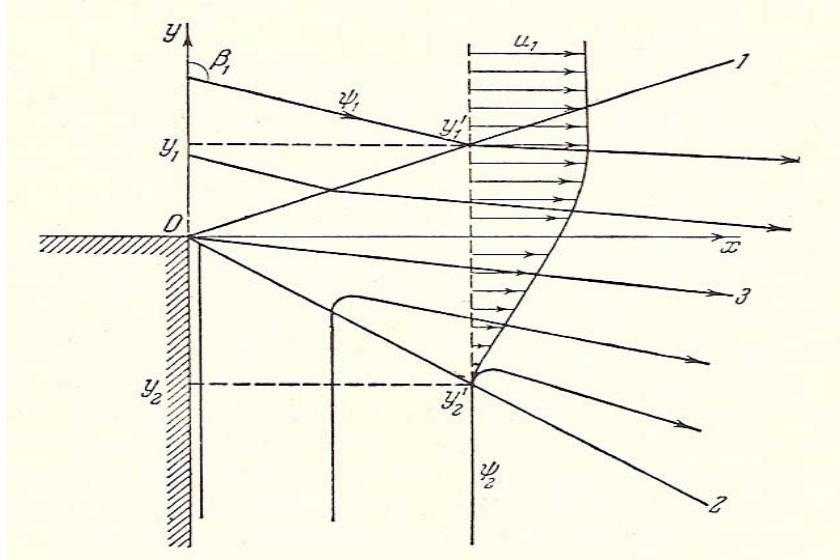


Figura 1.7: Capa límite de un chorro simple (Abramovich 1963).

En la figura 1.8 se muestra la gráfica de la capa límite turbulenta para dos corrientes fluyendo en la misma dirección, es decir ($u_2 > 0$); el cambio cualitativo del patrón de flujo en comparación con aquel considerado previamente, consiste únicamente en que la intersección de las líneas de corriente del movimiento principal debajo de la frontera O2 con el eje de las ordenadas es un ángulo agudo, i.e., $\beta < \frac{\pi}{2}$.

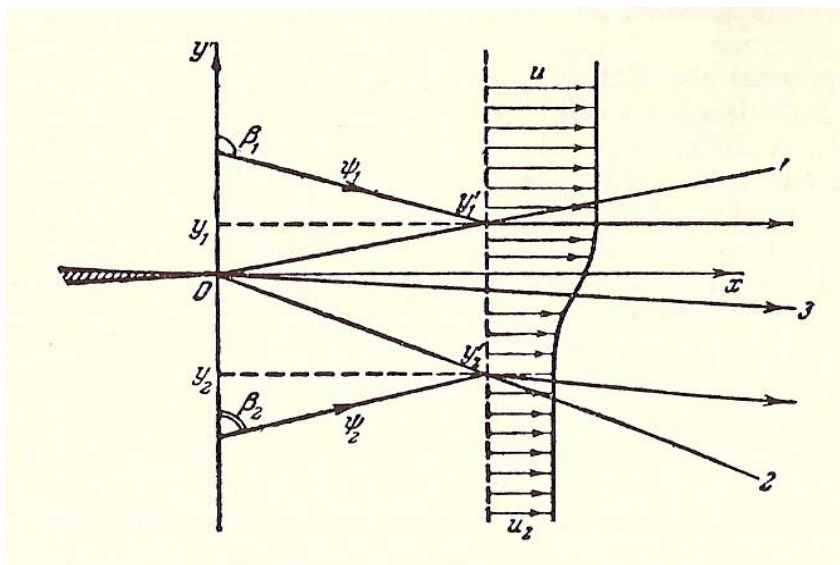


Figura 1.8: Capa límite de un chorro en coflujo (Abramovich 1963).

1.3 Energía Turbulenta y Esfuerzos de Reynolds

Existen varias cantidades estadísticas para describir los campos de velocidad turbulenta (PDFs, correlaciones de dos puntos, etc.) y es posible derivar ecuaciones para la evolución de todas esas cantidades, a partir de las ecuaciones de Navier Stokes que gobiernan el campo de velocidad turbulenta $U(t)$. Las más básicas de esas ecuaciones (derivadas por Reynolds en 1894) son aquellas que gobiernan el campo de velocidad media $\bar{U}(t)$.

En la Figura 1.9(a) se muestra una gráfica de velocidad instantánea vs. tiempo (obtenida utilizando una sonda de hilo caliente)[2], los valores se tomaron dentro de la capa cortante y pueden observarse fluctuaciones entre 5 y 10% del valor medio. En la Figura 1.10 se pueden observar regímenes intermitentes de flujo turbulento y no turbulento, el factor de intermitencia $\gamma = (\text{tiempo turbulento} / \text{tiempo total})$ es de 0.2. La intermitencia se presenta porque la frontera de un chorro turbulento es delgada y desordenada, lo que provoca que las regiones de flujo turbulentas y no turbulentas pasen alternativamente sobre la sonda.

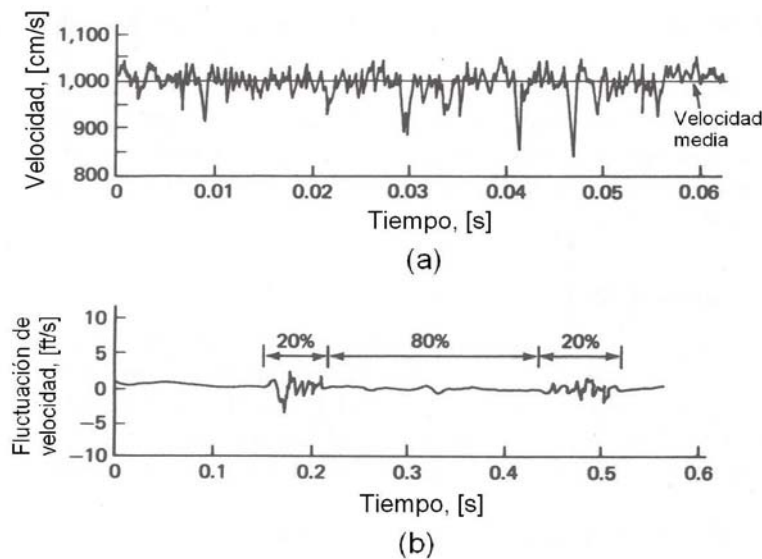


Figura 1.9: Fluctuaciones de velocidad (White 1991).

Suponga que la Figura 1.9(a) representa $U(t)$ en un punto en particular (x, y, z) . Entonces la media temporal de U se define como:

$$\bar{U} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} U \cdot dt \quad (1.1)$$

donde el intervalo de integración T se elige más grande que cualquier periodo significativo de fluctuaciones en U ; la fluctuación U' se define como la desviación de la velocidad instantánea, U , de su valor medio: $U' = U - \bar{U}$. Por definición, la media de una fluctuación es cero, $\bar{U}' = 0$. Sin embargo, la media del cuadrado de una fluctuación no es cero. Por lo tanto, para caracterizar la magnitud de una fluctuación se trabaja con la raíz cuadrada de la media de su valor cuadrático[2].

$$\overline{U'^2} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} U'^2 \cdot dt \quad (1.2)$$

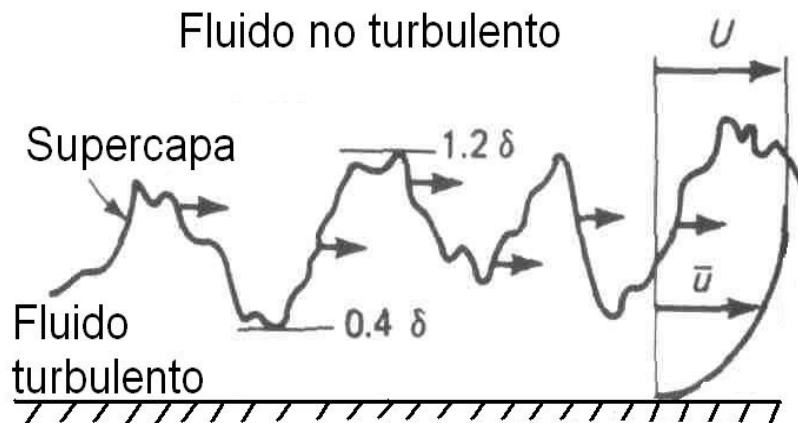


Figura 1.10: Interfaz entre el fluido turbulento y el no turbulento (White 1991).

La raíz cuadrada de la media del cuadrado de una fluctuación se define como $U_{rms} = (\overline{U'^2})^{1/2}$. Si las integrales de las ecuaciones (1.1) y (1.2) son independientes del tiempo de inicio t_0 , entonces, las fluctuaciones son estadísticamente estacionarias.

Se debe hacer frente al hecho de que el éxito principal en el análisis de flujo turbulento se encuentra en las capas límite bidimensionales. Las ecuaciones turbulentas básicas bidimensionales para flujo incompresible se pueden escribir como sigue:

Continuidad:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial y} = 0 \quad (1.3a)$$

Momentum en x :

$$\bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \approx U_l \frac{dU_l}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (1.3b)$$

Energía térmica:

$$\rho C_p \left(\bar{U} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right) \approx \frac{\partial q}{\partial y} + \tau \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \quad (1.3c)$$

donde $U_l(x)$ es la velocidad de la corriente libre, $\tau = \mu \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} - \rho \overline{U'V'}$ es el término que contiene los esfuerzos cortantes turbulentos y $q = k \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \rho C_p \overline{V'T'}$ contiene el flujo de calor turbulento; ambos términos tienen que ser modelados.

La ecuación de momentum en "y" se reduce a la siguiente ecuación:

$$\frac{\partial p}{\partial y} \approx -\rho \frac{\partial \overline{V'^2}}{\partial y}$$

La ecuación anterior se puede integrar a través de la capa límite para dar:

$$p \approx p_l(x) - \rho \overline{V'^2} \quad (1.4)$$

Se supone que la relación de Bernoulli aplica en una corriente libre sin fricción:

$$dp_l \approx -\rho U_l dU_l$$

Los espesores de capa límite de velocidad y térmica no son necesariamente iguales pero dependen del número de Prandtl.

Se han realizado muchos intentos para agregar relaciones de "conservación turbulenta" a las ecuaciones de continuidad, momentum y energía. La adición simple más obvia sería una relación para la energía cinética turbulenta, la cual se define como la energía cinética debida a las fluctuaciones de la velocidad respecto del movimiento medio:

$$K = \frac{1}{2}(\overline{U'^2} + \overline{V'^2} + \overline{W'^2}) \quad (1.5)$$

Debido a que las ecuaciones (1.3a), (1.3b) y (1.3c) contienen las dos nuevas incógnitas q y τ , éstas necesitan complementarse para alcanzar el cierre matemático; existe un camino a través de las formas de la capa límite de las ecuaciones turbulentas. La ecuación bidimensional de la energía turbulenta en la capa límite tiene la forma:

$$\overline{U} \frac{\partial K}{\partial x} + \overline{V} \frac{\partial K}{\partial y} \approx -\frac{\partial}{\partial y} \left[\overline{V' \left(\frac{1}{2} U'_i U'_i + \frac{p'}{\rho} \right)} \right] + \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} - \varepsilon \quad (1.6)$$

donde:

$$\varepsilon = -\nu \overline{\frac{\partial U'_i}{\partial x_j} \frac{\partial U'_j}{\partial x_i}} = \text{disipación turbulenta}$$

Esto introduce dos parámetros adicionales de turbulencia: el término presión-esfuerzo y la disipación, los cuales se pueden modelar con éxito[2].

La forma bidimensional de la ecuación del esfuerzo de Reynolds en la capa límite es:

$$\begin{aligned} \overline{U} \frac{\partial \overline{U'V'}}{\partial x} + \overline{V} \frac{\partial \overline{U'V'}}{\partial y} \approx 2\overline{U'V'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{U'V'^2} + \frac{p'U'}{\rho} \right) - 2\nu \frac{\partial \overline{U'}}{\partial y} \frac{\partial \overline{V'}}{\partial x} \\ + \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{U'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{V'}}{\partial x} \right) + \nu \frac{\partial^2 \overline{U'V'}}{\partial y^2} \end{aligned} \quad (1.7)$$

Otra vez se introducen nuevas correlaciones de turbulencia las cuales necesitan ser modeladas.

Evidentemente, los esfuerzos cortantes de Reynolds juegan un rol crucial en las ecuaciones para el campo de velocidad media ya que, si fueran nulos, entonces las ecuaciones para U y \bar{U} serían idénticas.

1.4 Chorros en coflujo

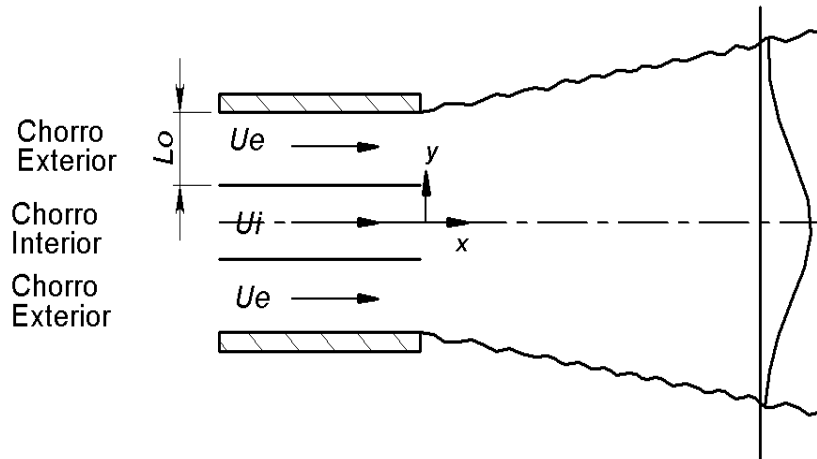


Figura 1.11: Arreglo triple de chorros en coflujo

Considere un sistema en el que se colocan tres chorros planos paralelos en coflujo (ver Figura 1.11), donde la velocidad del chorro interior es mayor que la de los chorros externos; además, suponga que el espesor de pared de la tobera a la salida del chorro es muy pequeño. Como la mezcla turbulenta depende de los gradientes de velocidad provocados por la diferencia entre las velocidades medias de los chorros (sección 1.2.1), se puede esperar que a medida que se incrementa la velocidad media de los chorros externos, los gradientes de velocidad entre éstos y el chorro interior se reducirán hasta que se alcance una mezcla mínima cuando las velocidades medias sean las mismas. Si se continúa incrementando la velocidad media de los chorros externos más que la del chorro interior, entonces nuevamente aparecerán los gradientes, provocando una mayor mezcla entre chorros.

La tasa de dispersión del chorro y de reducción de velocidad disminuirá a medida que también lo hagan las diferencias de velocidad media entre los chorros

interior y exteriores.

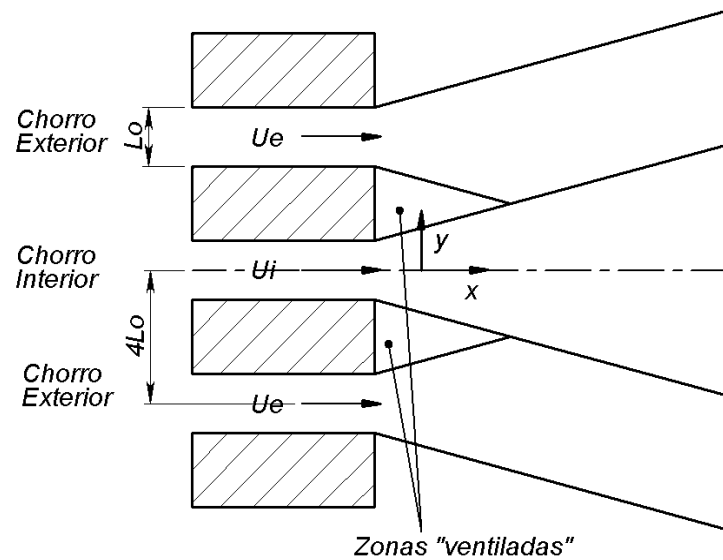


Figura 1.12: Arreglo triple de chorros ventilados (Grandmaison 1989).

Se han realizado diversos estudios con dos, tres y más chorros planos en coflujo, como se verá en la sección 1.5, con condiciones ventiladas (es decir que las toberas están separadas entre sí, lo que permite un arrastre de fluido secundario por la separación de los chorros, ver figura 1.12) y con condiciones no ventiladas (donde los chorros comienzan a interactuar entre sí desde el plano de salida de la tobera, ver Figuras 1.11 y 1.13).

En general, se ha reportado que los chorros no ventilados se mezclan con mayor rapidez que los chorros ventilados, lo cual es lógico ya que en los chorros ventilados las toberas están separadas. Por ejemplo, Grandmaison[12] utilizó una separación entre toberas de $4L_0$ y reportó el cambio hacia la auto semejanza para $x/L_0 > 60$, mientras que Elbanna[14] utilizó una separación entre toberas de $12.5L_0$ y reportó el cambio hacia la auto semejanza para $x/L_0 > 120$. Por otra parte, Mostafa et al.[1] realizó el experimento con una configuración no ventilada, reportando la auto semejanza a partir de $x/L_0 > 10$.

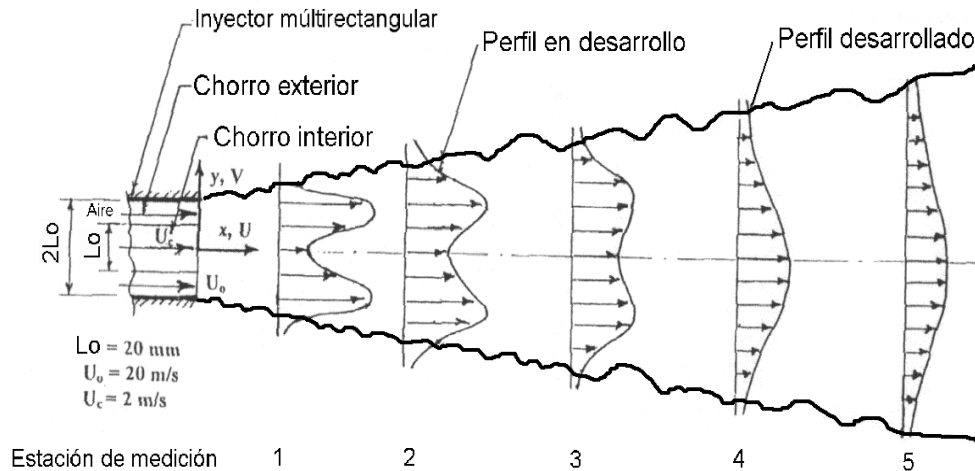


Figura 1.13: Estaciones de medición y sistema coordenado (Mostafa et al. 2000).

1.5 Revisión bibliográfica

En la literatura es común que se reporte la distancia en la cual el perfil de velocidades alcanza la autosemejanza, la cual varía dependiendo de las características del flujo (si es axisimétrico o plano, ventilado o no ventilado, etc.). La región autosemejante aparenta crecer desde un "origen" ubicado frente a la salida de la tobera.

La ecuación que describe esta condición en la dirección axial del flujo es la siguiente:

$$\frac{U}{U_m} \approx f\left(\frac{y}{b}\right) \text{ ó } f\left(\frac{r}{b}\right) \quad (1.8)$$

donde b es el semiancho del chorro.

Además de satisfacerse físicamente, la ecuación (1.8) es completamente sorprendente debido a que la mayoría de las curvas resultantes colapsarán juntas razonablemente bien cuando se normalizan con su valor máximo y su ancho característico.

Se han llevado a cabo diferentes estudios de chorros múltiples en coflujo con diversos objetivos, de los cuales ahora haremos un breve resumen:

Este trabajo tiene su motivación en la tesis experimental realizada por J. C.

Serrano (2001)[4], quien utilizó un anemómetro de hilo caliente con una sonda de un sólo hilo a temperatura constante para experimentar con tres chorros planos en coflujo. Las velocidades de los chorros interno y externos se fijaron diferentes con la finalidad de inducir las capas de cortante en las fronteras. En sus resultados reportó el desarrollo del perfil de velocidad media y fluctuante desde la salida de las toberas hasta el punto en que el flujo alcanzó la autosemejanza. El rango utilizado del número de Reynolds tanto en el conducto interior como en los exteriores fue de 800 a 5000 .

Mullinger, Smith y Nathan (2003)[10], estudiaron las diferencias entre las características de mezclado de chorros múltiples rectangulares y cilíndricos, encontrando algunas diferencias significativas entre ellos; concluyen que la fórmula de arrastre empleada actualmente para chorros co-anulares no se puede adaptar directamente a quemadores rectangulares y que la dispersión del chorro co-anular es más grande que aquella para chorros rectangulares, lo que implica que el primero presenta un arrastre mayor que el segundo.

Wang, Priestman y Wu (2001)[6], llevaron a cabo un modelo teórico de chorros múltiples basados en la teoría de la capa de cortante. Obtuvieron una solución analítica utilizando la hipótesis de la longitud de mezclado de Prandtl. Sus resultados muestran que en la dirección de la corriente la velocidad axial decrece gradualmente como un chorro simple y que en la dirección transversal cambia la distribución de velocidad como una función cosenoidal, en la cual su amplitud decrece con el aumento de la distancia en x , aproximándose gradualmente a un perfil plano. También muestran que la distancia en la cual los chorros individuales comienzan a mezclarse, aumenta con el incremento de las diferencias de velocidades entre ellos. Para los casos especiales en que las velocidades de las corrientes son las mismas, el grupo de chorros se comporta de forma equivalente a un chorro simple. Finalmente, encontraron que sus resultados predictivos concuerdan en buena medida con datos experimentales en la región turbulenta completamente desarrollada.

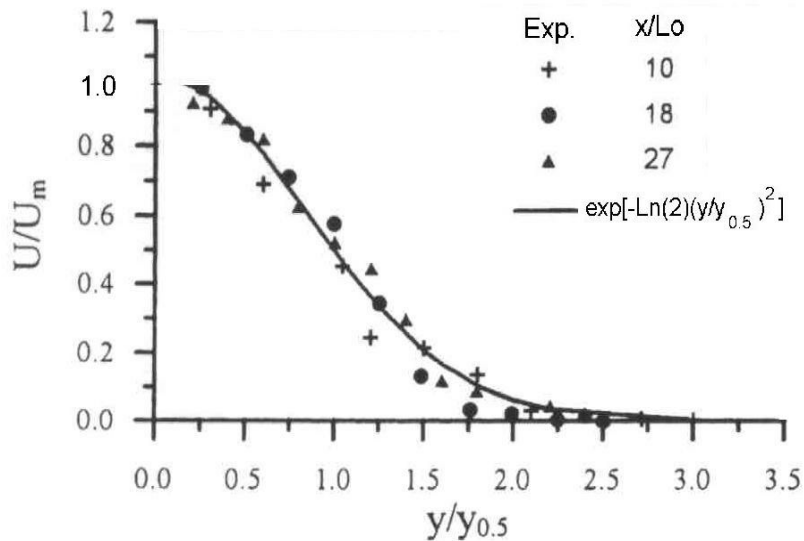


Figura 1.14: Perfiles de velocidad normalizados a diferentes distancias axiales (Mostafa 2000).

Mostafa, Khalifa y Shabana(2000)[1], realizaron un estudio experimental y numérico de la estructura turbulenta del flujo de tres chorros rectangulares utilizando un anemómetro de hilo caliente con una sonda tipo " x ". Las predicciones se obtuvieron con una técnica numérica basada en diferencias finitas que resuelve las ecuaciones parabólicas que gobiernan el flujo medio en la dirección de la corriente junto con la energía cinética turbulenta y su rapidez de disipación. El objetivo fue comparar sus mediciones de velocidad media axial, de energía cinética turbulenta y de esfuerzos cortantes con los resultados numéricos, reportando una buena concordancia entre sus resultados. Reportaron que los perfiles de velocidad colapsan en una distribución Gaussiana para $x/L_0 > 10$, Figura 1.14. Sin embargo, no observaron esta autosemejanza para la energía cinética turbulenta, Figura 1.15. Esto indica que la energía cinética turbulenta necesita una distancia mayor corriente abajo para alcanzar la autosemejanza cuando se compara con el campo de velocidad media.

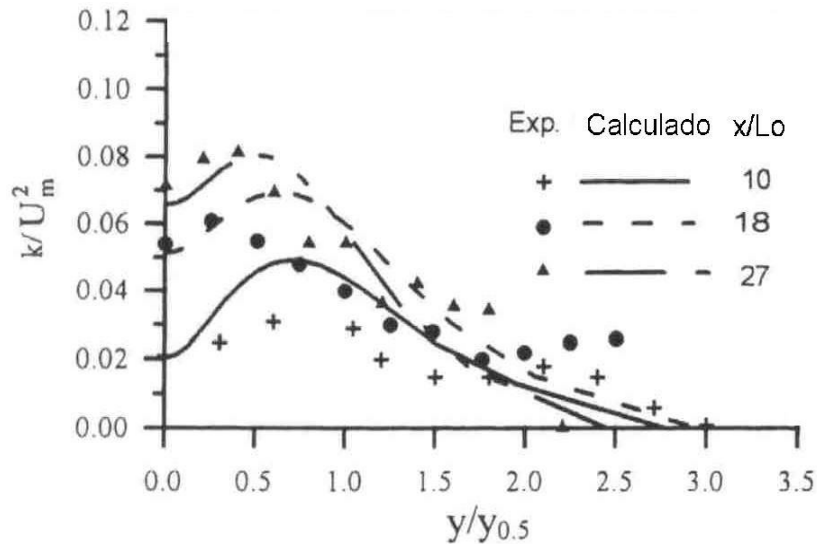


Figura 1.15: Cantidades normalizadas de energía cinética turbulenta (Mostafa et al. 2000).

Gandmaison y Zettler (1989)[12], utilizaron una técnica de dispersión ligera conocida como nefelometría marcadora, la cual consiste en agregar un trazador escalar en el centro del chorro. Reportaron resultados del comportamiento del trazador en la línea central de los campos de concentración medios y fluctuantes para un chorro simple y para un arreglo de tres chorros planos en coflujo con $G_i/G_0 = 1.39, 0.222, 0.089$, donde G_i es el momentum del chorro central y G_0 es el momentum de los dos chorros exteriores. En ese mismo año, Grandmaison[13] reportó los índices de mezclado para describir la mezcla completa entre pares de chorros planos en un arreglo triple en coflujo, donde el chorro central era más veloz que los chorros laterales. Sus resultados incluyen mediciones en la línea central de presión estática, velocidad media y de los campos de concentración medios y fluctuantes, así como mediciones transversales de dichas propiedades .

Elbanna et al. (1983)[14], reportaron un estudio experimental en la interfaz de dos chorros planos paralelos turbulentos bidimensionales. Su investigación incluye mediciones de la velocidad media, de las intensidades turbulentas y de los esfuerzos cortantes de Reynolds. Compararon la estructura del flujo combinado con aquella de un chorro simple y sus resultados mostraron una buena semejanza

entre sus perfiles de velocidad. No encontraron autosemejanza real a una distancia de 120 anchos de la tobera. Para un espaciamiento de 12.5 anchos de la tobera entre los ejes de las dos toberas, el ancho del flujo combinado creció linealmente con la distancia corriente abajo, pero su ángulo de dispersión fue ligeramente menor que el de un chorro simple. La velocidad del eje disminuyó con la misma rapidez que en el caso de un chorro simple, pero con un valor mayor de la relación U_m/U_0 . Sus resultados se muestran en la Figura donde y se normalizó con $y_{0.5}$.

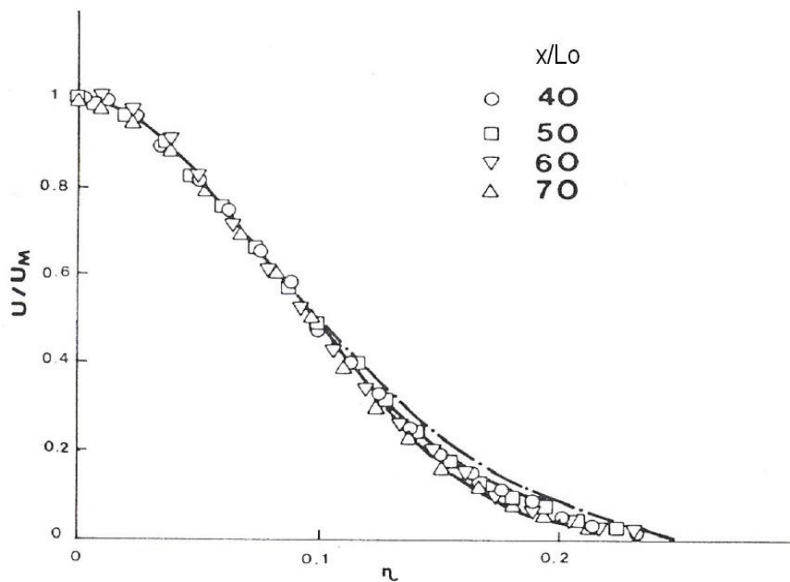


Figura 1.16: Perfiles de velocidad después del punto de mezclado (Elbanna et al. 1983).

También reportaron resultados de la distribución del esfuerzo cortante turbulento $\overline{U'V'}$, para un chorro simple. En la Figura 1.17 se observa la concordancia entre sus resultados medidos y aquellos encontrados mediante técnicas numéricas.

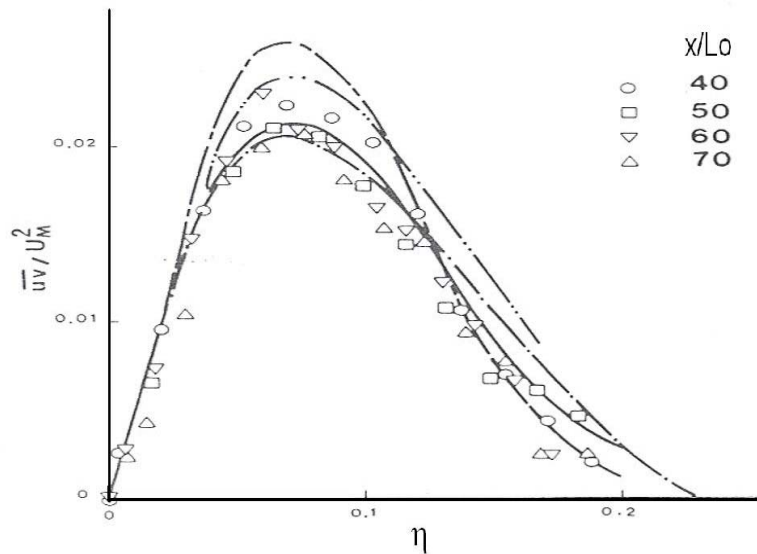


Figura 1.17: Distribución del esfuerzo cortante en un solo chorro (Elbanna et al. 1983).

Krothapalli et al. (1980)[11], realizaron mediciones a un arreglo triple equidistante de chorros incompresibles ventilados con la ayuda de un anemómetro de hilo caliente. Las cantidades que midieron incluyen velocidad media y esfuerzos cortantes de Reynolds en los dos planos centrales del chorro hasta 115 anchos corriente abajo de la tobera. Además del arreglo, también hicieron las mediciones para el caso de un chorro simple. En el caso del arreglo múltiple, el campo de flujo para la distancia corriente abajo mayor a $60L_0$ se asemeja a aquél del chorro simple bidimensional; también reportaron que el campo de turbulencia era casi isotrópico en el plano que contenía las dimensiones pequeñas de las toberas para $x > 60L_0$.

Shimoda et al. (1979)[8], presentaron datos de las propiedades turbulentas en dos chorros planos paralelos de aire, los cuales se unen a medida que penetran en un ambiente en reposo. Tales propiedades turbulentas (velocidades medias temporales y *rms*, espectro de energía y velocidades fluctuantes) se midieron tanto en las regiones convergentes como en las combinadas de los chorros utilizando un anemómetro de hilo caliente y una sonda en "X". Reportaron haber alcanzado la región combinada a una distancia $x/L_0 > 120$; en dicha región las mecánicas turbulentas de esos chorros fueron esencialmente las mismas que las

de un chorro plano simple.

En las Figuras 1.18 y 1.19 se muestran los perfiles normalizados de velocidad axial y los perfiles normalizados de la raíz cuadrada de la media del cuadrado de la fluctuación, contra y/b , corriente abajo del punto de mezclado; en estas gráficas se comparan los resultados con aquellos para un chorro simple.

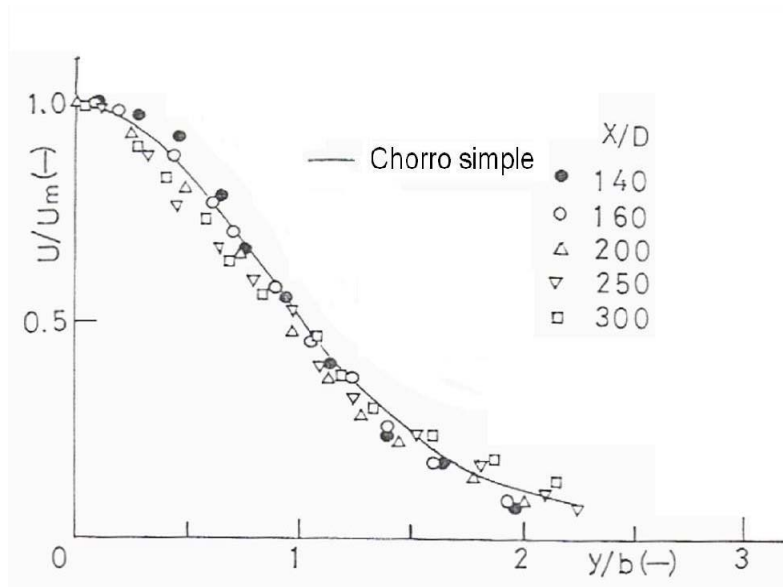


Figura 1.18: Perfiles de velocidad axial corriente abajo del punto de mezclado (Shimoda et al. 1979).

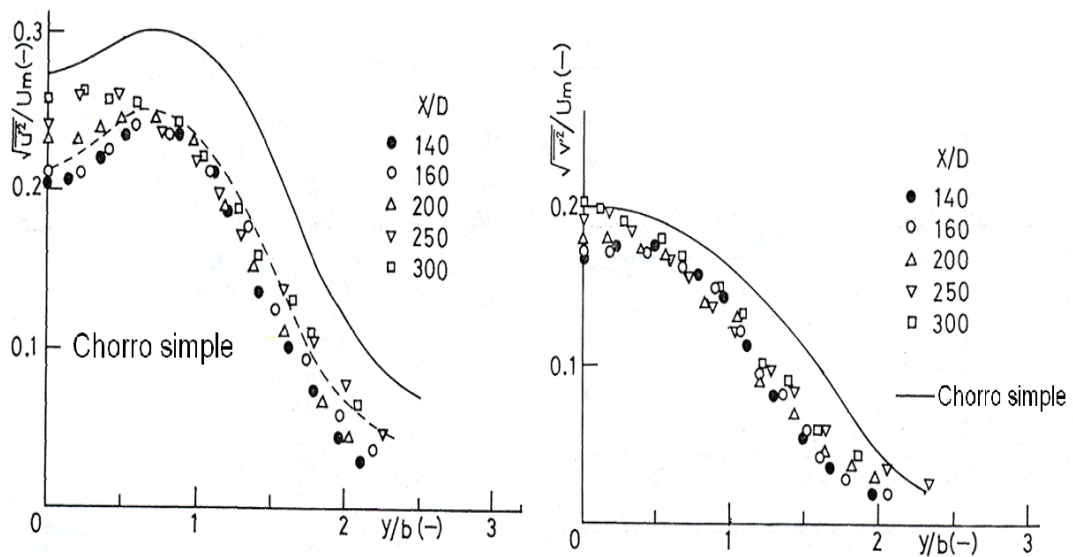


Figura 1.19: U_{rms} y V_{rms} corriente abajo del punto de mezclado (Shimoda et al. 1979).

Lemieux y Oosthuizen(1985)[15], llevaron a cabo un estudio experimental del efecto del número de Reynolds sobre las características de los chorros planos turbulentos. Produjeron los chorros descargando aire a través de una tobera con aristas redondeadas. Midieron la velocidad media y los esfuerzos turbulentos en el campo de flujo mediante un anemómetro de hilo caliente y variaron el número de Reynolds en la descarga de 700 a 4200. Encontraron que los perfiles de velocidad media no eran alterados por el número de Reynolds en la descarga (ver figura 1.20), pero la rapidez con la que caía la velocidad en el eje así como los niveles de esfuerzo turbulento sí tuvieron una fuerte dependencia con el número de Reynolds (ver figuras 1.21 y 1.22).

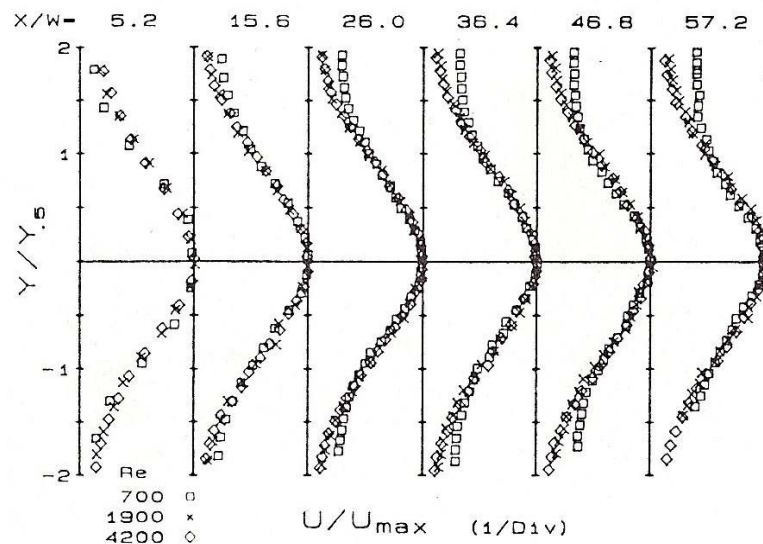


Figura 1.20: Perfiles de velocidad adimensional (Lemieux 1985).

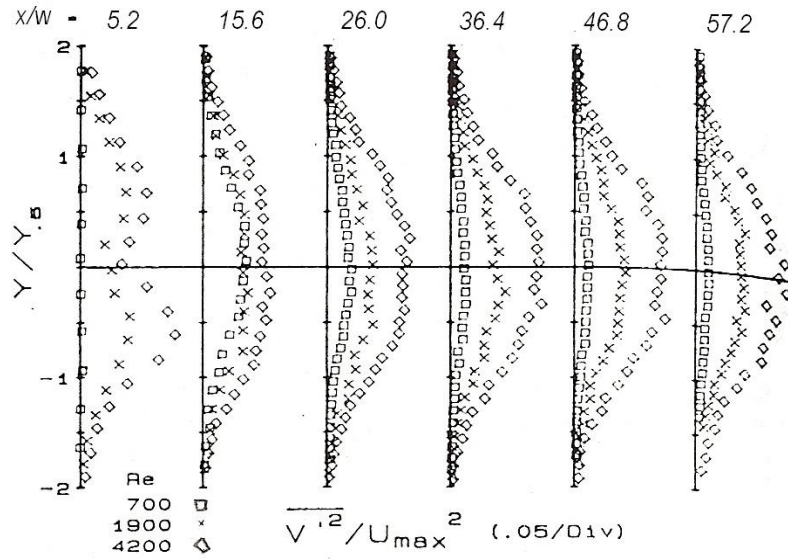


Figura 1.21: Perfiles normalizados de la media de las fluctuaciones al cuadrado (Lemieux 1985).

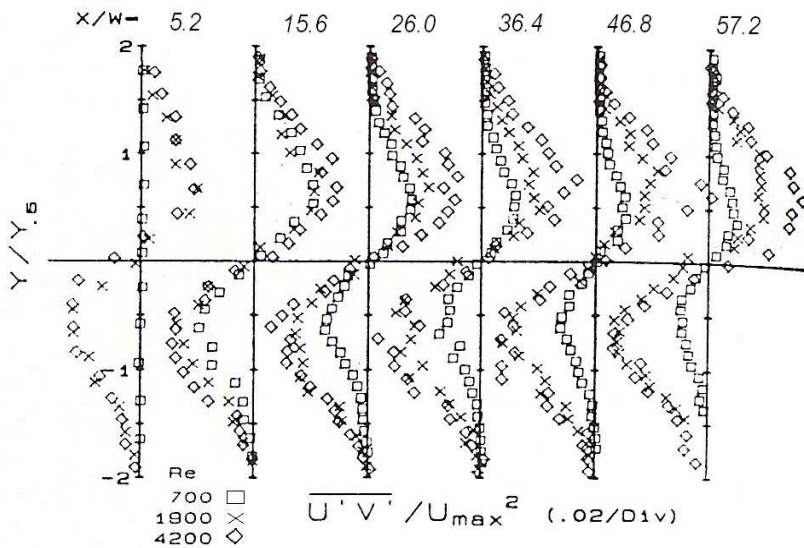


Figura 1.22: Perfiles de esfuerzos cortantes de Reynolds (Lemieux 1985).

Lin y Sheu (1990)[16], utilizaron una sonda de película caliente para medir las componentes de velocidad media, de la dirección media del flujo, de las intensidades turbulentas y de los esfuerzos cortantes de Reynolds dentro del campo de flujo generado por dos chorros idénticos de aire saliendo de toberas

planas paralelas en una pared común y mezclándose con el aire del cuarto. Debido a la sensibilidad de la sonda de película caliente con la dirección del flujo, detectaron reflujo en la región de convergencia. La velocidad media se acercó a la autosemejanza tanto en la región convergente como en la combinada, mientras que las intensidades turbulentas y el esfuerzo cortante de Reynolds se acercaron a la autosemejanza sólo en la zona combinada. La trayectoria de la velocidad máxima casi no cambió con la separación entre toberas en la región convergente. La distancia del punto de mezclado a la salida de la tobera aumentó linealmente con la separación entre toberas.

Falcone y Cataldo (2003)[17], Estudiaron el arrastre en un chorro turbulento axisimétrico hasta 40 diámetros corriente abajo de la salida del chorro, mediante un anemómetro láser y encontraron que la velocidad de arrastre del ambiente en calma es inversamente proporcional a la distancia radial desde la línea central del chorro. Encontraron un coeficiente de proporcionalidad, el cual se incrementó en la zona de establecimiento del flujo y pasó a ser constante después de la zona de transición. Se sugiere que la definición tradicional de velocidad de arrastre, la cual es directamente proporcional a la velocidad local del chorro mediante un coeficiente de arrastre, debería aumentarse mediante tal función inversa.

En resumen, se revisaron 2 artículos con chorros axisimétricos ([17] y [18]), 2 artículos para un sólo chorro plano ([15] y [7]), 5 artículos para dos chorros planos en coflujo (16), [14], [8], [9] y [19]), 4 artículos para tres chorros planos en coflujo ([10], [1], [12], [13]) y dos artículos para chorros planos múltiples en coflujo ([6] y [11]).

Capítulo 2

Definición y Técnica de Medición

2.1 Definición del problema

Este trabajo considera tres chorros de aire rectangulares adyacentes que se descargan directamente al ambiente (aire en calma). A diferencia de otros trabajos en los que se han considerado tres chorros rectangulares y una sola relación de velocidades entre el chorro central y los exteriores, aquí se hacen pruebas con tres diferentes relaciones de velocidades:

$$\begin{aligned}U_i &= 1.91U_e \\U_i &= 0.49U_e \\U_i &= U_e\end{aligned}\tag{2.1}$$

donde U_i es la velocidad del chorro central y U_e es la velocidad de los chorros exteriores (ver Figura 2.1).

Para cada una de las velocidades máximas de los chorros se calculó el número de Reynolds tomando a L_0 como longitud característica.

En el primer caso, el chorro central se fijó con una velocidad de 8.66 [m/s] ($R_e = 6639.3$), mientras que para los chorros exteriores se fijó una velocidad de 4.54 [m/s] ($R_e = 3480.7$). Debido al diseño de las válvulas de paso, el cual no permitió un ajuste demasiado fino, se tuvo una variación del 1.9% entre chorros.

Para el segundo caso, el chorro central tuvo una velocidad de 3.4 [m/s]

($R_e = 2606.7$), mientras que para los chorros exteriores se fijó una velocidad de 6.95 [m/s] ($R_e = 5328.3$), con una variación del 2% entre los chorros.

Finalmente, para el tercer caso, el chorro central y los chorros exteriores tuvieron una velocidad de 6.2 [m/s] ($R_e = 4753.3$), con una variación de más menos un 2% entre los chorros.

El objetivo es analizar los perfiles de velocidad media y media fluctuante, así como los esfuerzos cortantes de Reynolds a diferentes distancias de la salida. En las Figuras 2.1 y 2.2 se puede observar una vista de detalle del arreglo utilizado para las pruebas.

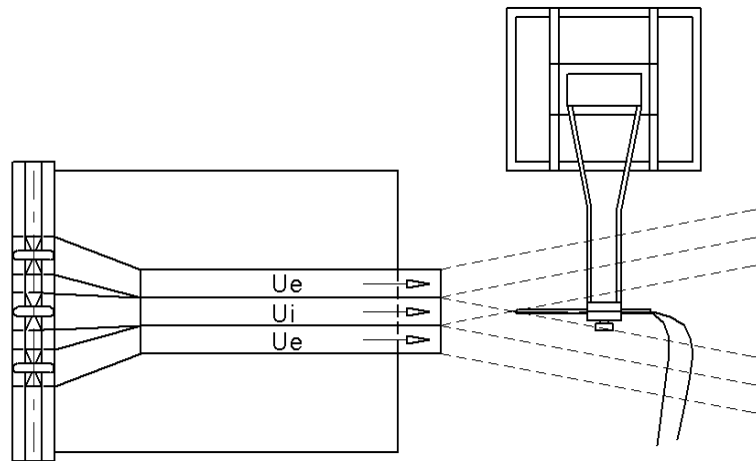


Figura 2.1: Detalle del arreglo experimental.

La experimentación se realizó con la ayuda de un anemómetro de hilo caliente y una sonda de dos hilos, lo que permite obtener el campo de velocidades, los valores rms de las fluctuaciones y los esfuerzos cortantes de Reynolds en las direcciones x y y y en tantas partes -secciones transversales- como se quiera a lo largo del flujo (eje x).

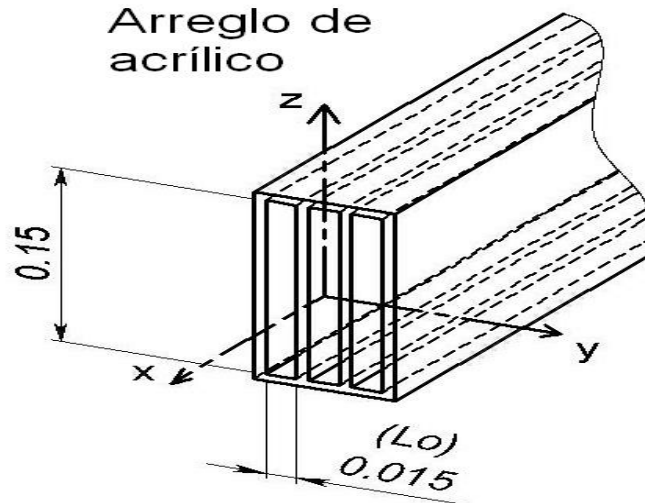


Figura 2.2: Detalle 3D del equipo

Se mostrarán las gráficas normalizadas para la velocidad axial media (U/U_m), para la raíz cuadrada de la media de las fluctuaciones al cuadrado (U_{rms} y V_{rms}), para los esfuerzos cortantes de Reynolds ($100 \overline{U'V'}/U_m^2$) y para la energía cinética turbulenta (\overline{K}/U_m^2) en diferentes secciones transversales a lo largo del chorro. Para el caso particular de la mezcla completa de los tres chorros se mostrarán, además de las gráficas ya referidas, una gráfica que define cómo se abre el chorro (x/L_0 vs $y_{0.5}$) y otra para ver el comportamiento de la viscosidad turbulenta, ν_T , la cual se calcula del siguiente postulado:

$$\overline{U'V'} = -\nu_T \frac{dU}{dy}$$

Un punto importante será la obtención de la distancia aproximada a partir de la cual se alcanza la autosemejanza en el arreglo triple de chorros turbulentos. Los resultados que aquí se presentarán y discutirán, pretenden ser de ayuda para un mejor entendimiento de los flujos múltiples rectangulares adyacentes; lo cual podría permitir en el mediano plazo su uso y control más eficiente.

2.2 Configuración del equipo

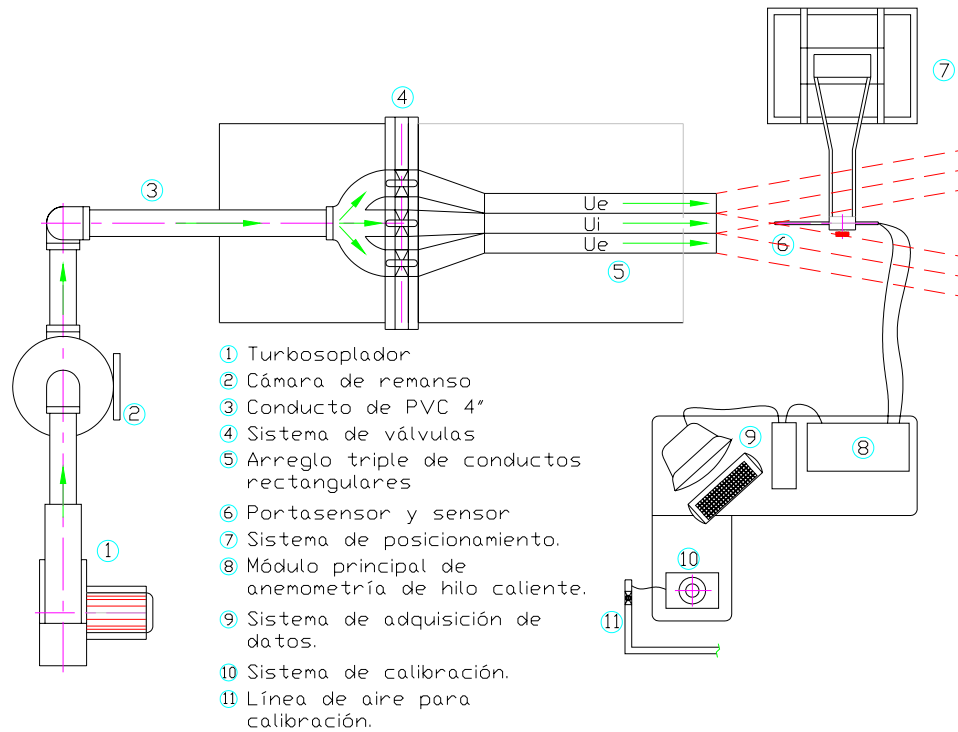


Figura 2.3: Esquema del equipo de medición.

En la Figura 2.3 se muestra un esquema del equipo utilizado para el experimento (para detalles constructivos revisar el trabajo de Serrano J. C. [4]). La corriente se genera mediante un ventilador centrífugo (1), el cual se conecta directamente a una cámara de remanso (2), de ahí se transporta al flujo por una tubería de PVC de 3" (3) hasta las válvulas donde el chorro se divide en tres (4). Corriente abajo de las válvulas, se unen los conductos circulares con los rectangulares (5) mediante una conexión flexible. Los chorros salen de los conductos rectangulares hacia el ambiente en calma. Los conductos rectangulares tienen una relación de aspecto de 10 ($0.015[m]$ de ancho por $0.15[m]$ de alto) y una longitud de $1[m]$. Ya en los chorros se encuentra la sonda de hilo caliente a

temperatura constante con una configuración en "X" (6); los hilos de la sonda son de tungsteno con un diámetro de $5 \mu m$. La sonda se monta en un sistema de posicionamiento (7) (ver también Figura 2.6) que tiene tres grados de libertad en las direcciones: de la corriente (x), lateral (y) y vertical (z), con una resolución de $0.1[mm]$ en cada una de las direcciones.

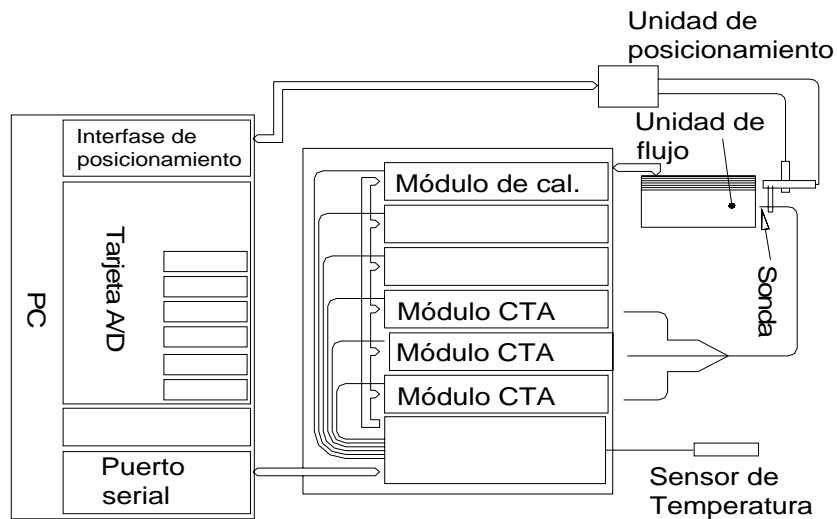


Figura 2.4: Tarjeta A/D de 12 bits.

Para la adquisición de datos, el Laboratorio de Termofluidos de la Facultad de Ingeniería de la UNAM cuenta con un anemómetro de hilo caliente a temperatura constante de la marca DANTEC, modelo Streamline, para tres componentes de velocidad y toma de temperatura (8). Las señales se adquieren mediante una tarjeta A/D de 12 bits (ver Figura 2.4) que se encuentra dentro de la PC (9). Se utiliza el software STREAMWARE, también de DANTEC, para generar las mallas de posicionamiento de la sonda y para diseñar las rutinas de medición.

El sistema de calibración (10) opera con aire presurizado (11) y cubre un amplio rango de velocidades, desde $0.2 [m/s]$ hasta Mach 1. En su interior cuenta con un transductor de presión diferencial y con una serie de toberas de Laval para mantener el flujo deseado con variaciones menores al 1%. En la Figura se puede observar el mecanismo de manipulación del portasensor y su tobera de calibración.

El eje geométrico del experimento se puede localizar haciendo mediciones al chorro central corriente abajo de la tobera, donde el máximo del perfil de velocidad media del chorro deberá coincidir con el eje geométrico.



Figura 2.5: Tobera de calibración del equipo.

2.3 Técnica de medición

Antes de comenzar cualquier medición, se tiene que hacer la calibración del equipo. Para el caso de la sonda de medición con dos hilos en " X " se tienen que realizar dos tipos diferentes de calibración: de velocidad y direccional. A continuación se hace una descripción general de los pasos a seguir en la calibración.

Primero se tiene que generar una configuración del hardware que incluya a todos los accesorios que se ocuparán para el experimento y después se establece como un proyecto predeterminado para que sea utilizado en las calibraciones de velocidad y direccional; además se tienen que establecer los parámetros de conversión de datos indicando a aquellos que se requiera sean presentados, por ejemplo: \overline{UV} , U_m , U_{rms} , V_{rms} , etc.



Figura 2.6: Sistema de posicionamiento.

Para llevar a cabo la calibración de velocidad se coloca la sonda en el soporte giratorio de la tobera de calibración, perpendicular al eje de rotación del soporte, de esta manera se calibran ambos hilos simultáneamente con un ángulo de 45° respecto al flujo. La calibración se inicia desde la velocidad mínima para la tobera de calibración y la velocidad máxima se fija cercana a la velocidad de la prueba. Después de la calibración se puede ver el voltaje que fue necesario para mantener cada hilo a temperatura constante y se muestra el porcentaje de error en el cálculo de la velocidad para ambos hilos; una vez concluido el procedimiento de calibración, se puede aceptar el evento o repetirlo si los porcentajes de error son muy grandes. En las Figuras 2.7 y 2.8 se muestran los voltajes de calibración y los porcentajes de error alcanzados durante la calibración de velocidad para los casos de estudio. Se puede observar que el error en la calibración de velocidad no fue mayor al 1.5% para ambos hilos.

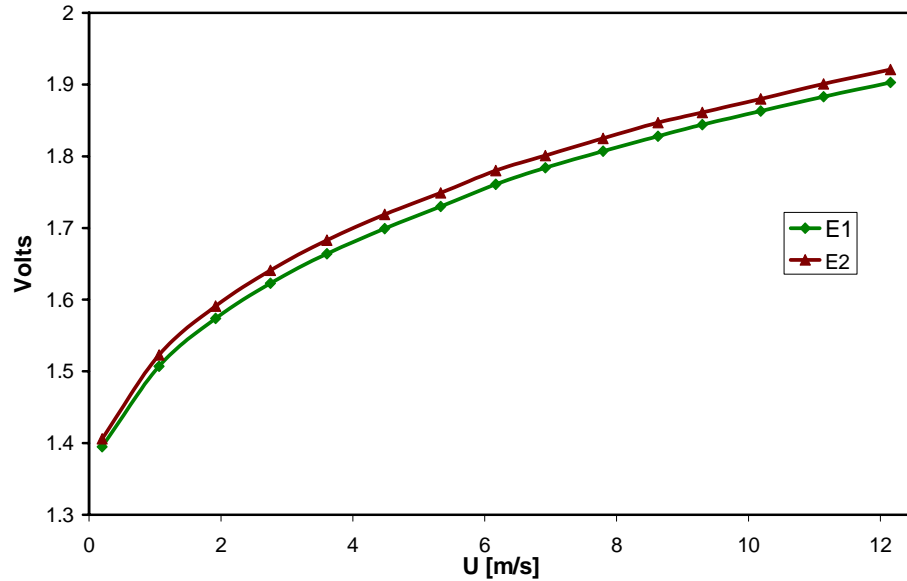


Figura 2.7: Datos del voltaje de calibración.

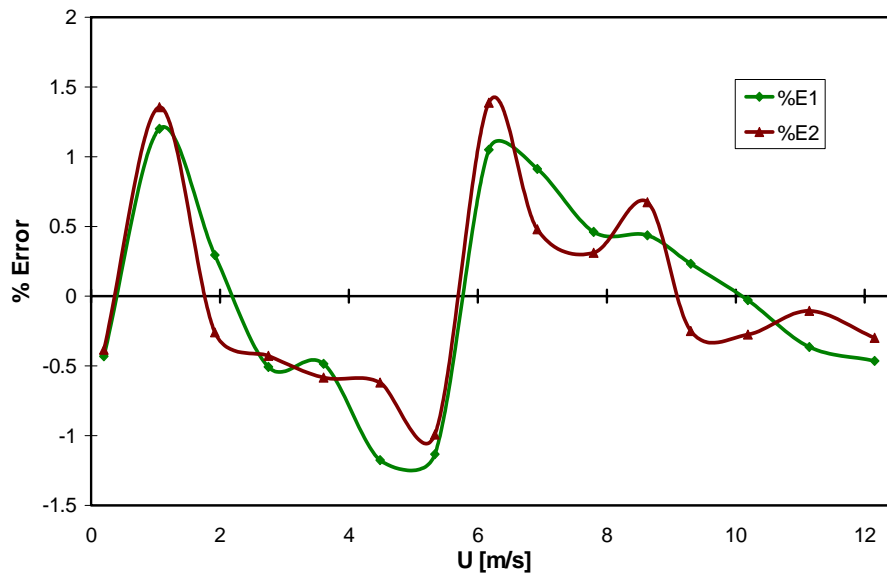


Figura 2.8: Porcentaje de error durante la calibración de velocidad.

La calibración direccional determina los factores de sensibilidad direccional (k_1 y k_2) para los dos hilos. La sonda sigue posicionada en el soporte giratorio como durante la calibración de velocidad, sólo que ahora se realiza la calibración girando el soporte desde -40° hasta 40° en intervalos de 10° . Aquí se selecciona la velocidad del chorro de la tobera a la mitad del rango esperado

durante el experimento ($5.9 [m/s]$). Una vez concluida la calibración se muestran los valores promedio de k_1 y k_2 , si estos son satisfactorios, se guarda el evento y se predetermina. En la Figura 2.9, se muestran los datos del error alcanzado durante la calibración direccional del presente experimento para la velocidad axial, la velocidad transversal y los esfuerzos cortantes de Reynolds. El porcentaje de error de velocidad axial es prácticamente nulo hasta un ángulo cercano a los 12° , mientras que el porcentaje de error para la velocidad transversal y los esfuerzos de Reynolds es menor al 5% hasta un ángulo de 20° incrementándose a medida que lo hacen los ángulos de inclinación. Aunque los errores direccionales son muy grandes con ángulos de inclinación de 30° y 40° , en realidad son ángulos demasiado grandes comparados con los que se presentan en el experimento, cuya zona de trabajo se encuentra en el rango menor a los 10° de inclinación. En la Figura 2.10 se muestran los factores de sensibilidad para el experimento. Cabe mencionar que la obtención de estos datos se dio directamente del programa de calibración de Dantec.

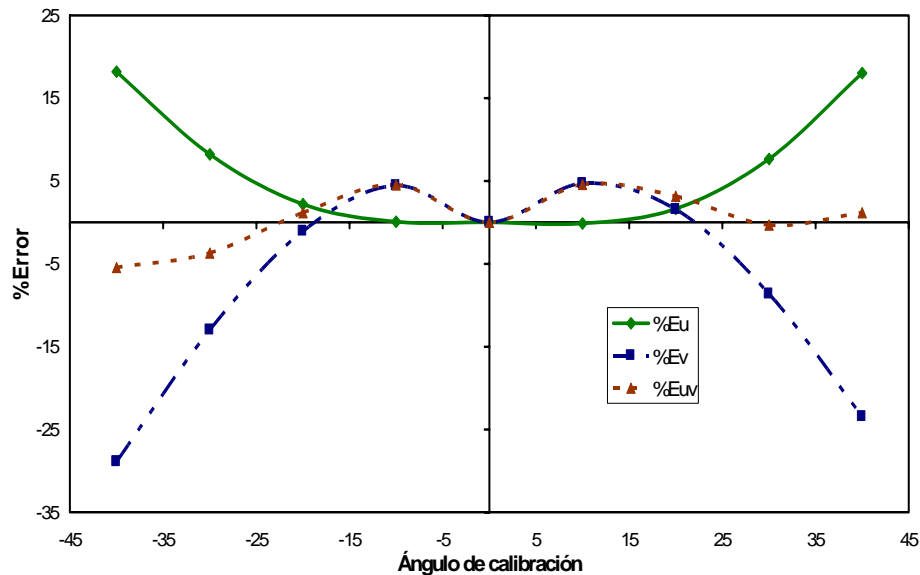


Figura 2.9: Porcentaje de error durante la calibración direccional.

Adicional a la calibración se tiene que definir una malla transversal que

abarque todo el chorro con los puntos necesarios de medición en función de la resolución espacial que se desee. En el caso del presente trabajo se determinó el intervalo de 1mm, con permanencia de 8 segundos para cada toma de lecturas en el sentido transversal. En el sentido axial se toman muestras a diferentes distancias, las cuales se normalizan dividiendo por el ancho de cada conducto rectangular. La distancia máxima de medición es de $x/L_0 = 27$ ($x = 405mm$).

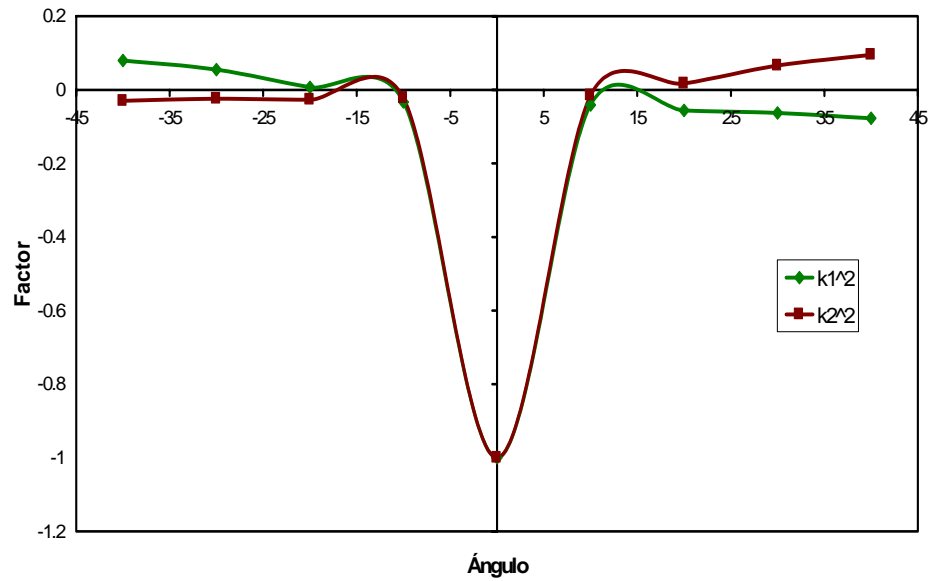


Figura 2.10: Factores de sensibilidad direccional.

Capítulo 3

Resultados

3.1 Introducción

Antes de mostrar los resultados obtenidos durante la presente investigación, se indicará la forma en que se normalizan los diferentes parámetros de interés; en general, se utiliza a la velocidad máxima del chorro para normalizarlos: Velocidad axial, U/U_m , Velocidad transversal, V/U_m , Raíz cuadrada de la media del cuadrado de las fluctuaciones, U_{rms}/U_m y V_{rms}/U_m , Esfuerzos cortantes de Reynolds, $100\overline{U'V'}/U_m^2$ y Energía cinética turbulenta K/U_m^2 . Los esfuerzos cortantes de Reynolds en la salida se normalizan como $\overline{U'V'}/K$.

3.1.1 Criterio para adimensionar el eje de las abscisas en las gráficas.

Cuando los chorros aun no se han mezclado completamente (es decir antes de que pierdan sus identidades como chorros individuales), el parámetro para adimensionar el eje de las abscisas es el ancho de cada conducto rectangular (L_0). Después de que se alcanza la mezcla, entonces se puede utilizar el valor de $y_{0.5}$, el cual se define como la coordenada transversal en donde la velocidad es la mitad de la velocidad axial máxima en cada estación de medición (ver Figura 3.1).

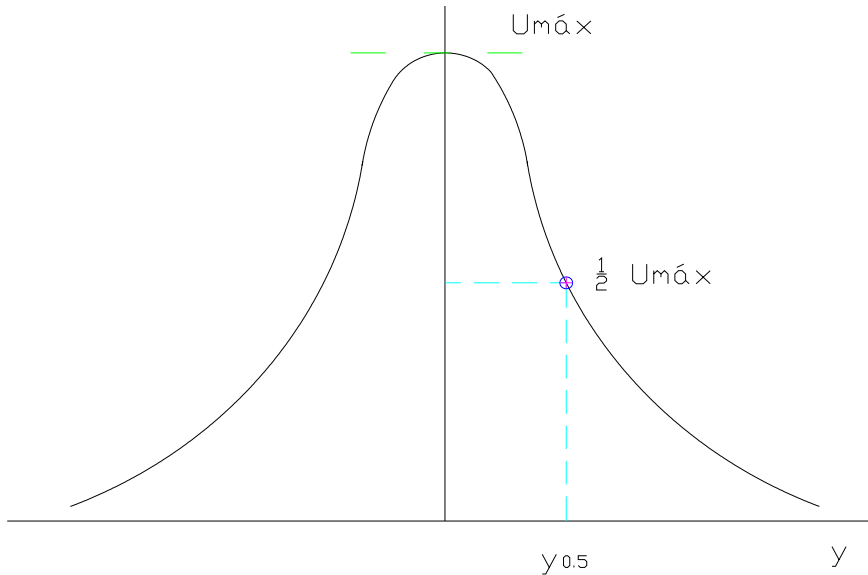


Figura 3.1: Adimensionalización.

3.2 Experimento 1

Para el primer experimento se muestran los resultados en las siguientes zonas de prueba: $x/L_0 = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 9, 12, 15, 18, 21$ y 24 ; además, de manera independiente, se muestran las distribuciones cerca del plano de salida de los conductos ($x/L_0 = 0.2$). Como se puede observar en la Figura el chorro central se fijó prácticamente al doble de velocidad de los chorros laterales. Es importante mencionar que debido a que los conductos tienen una relación de aspecto de 10 ($0.15m$ de alto por $0.015m$ de ancho), el flujo es bidimensional con buena aproximación en el eje Z .

Para este experimento la velocidad axial de los tres chorros presenta el comportamiento esperado: en la salida son tres chorros con identidades individuales cuya magnitud de velocidad es mayor en su centro (Figura 3.2). A medida que avanzan, los chorros se mezclan entre sí y con el medio ambiente hasta que, gradualmente, se convierten en uno sólo a una distancia $x/L_0 = 6$, cuya magnitud máxima de velocidad axial está en el centro, como se muestra en

la Figura 3.3. A partir de este punto y hasta el máximo de carrera que el sistema de posicionamiento del hilo caliente permitió medir (Figura 3.4), se puede decir que se ha alcanzado la autosemejanza del chorro y se observa cómo los datos forman una campana de Gauss. La magnitud de la velocidad axial disminuye debido a que el ambiente y la turbulencia frenan al chorro.

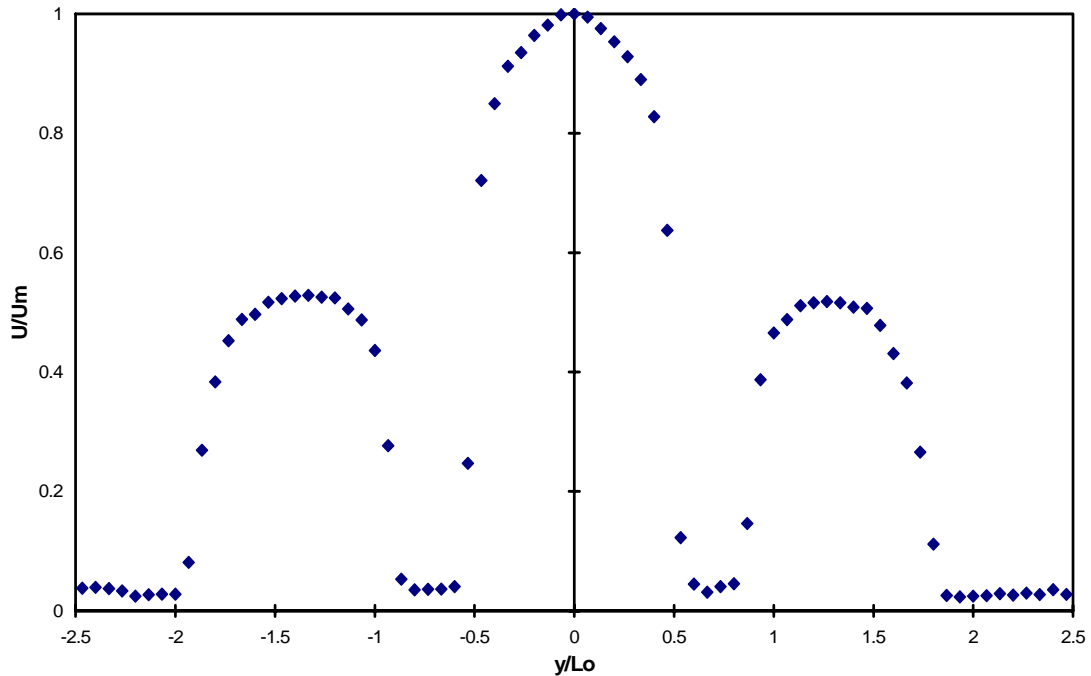


Figura 3.2: Velocidad axial normalizada en $x/L_0=0.2$

Para el caso de la raíz cuadrada de la media del cuadrado de la fluctuación, U_{rms} y V_{rms} , se puede observar que éstas presentan un comportamiento muy similar, aunque U_{rms} es un poco mayor en magnitud. De igual forma que en las Figuras 3.5 y 3.6, en las Figuras 3.7 y 3.9 se observan cuatro picos, lo cual es el resultado de la interacción entre el chorro central y los laterales y de éstos con el ambiente en calma. También se puede observar cómo en la zona central de cada chorro se tiene una menor intensidad de turbulencia.

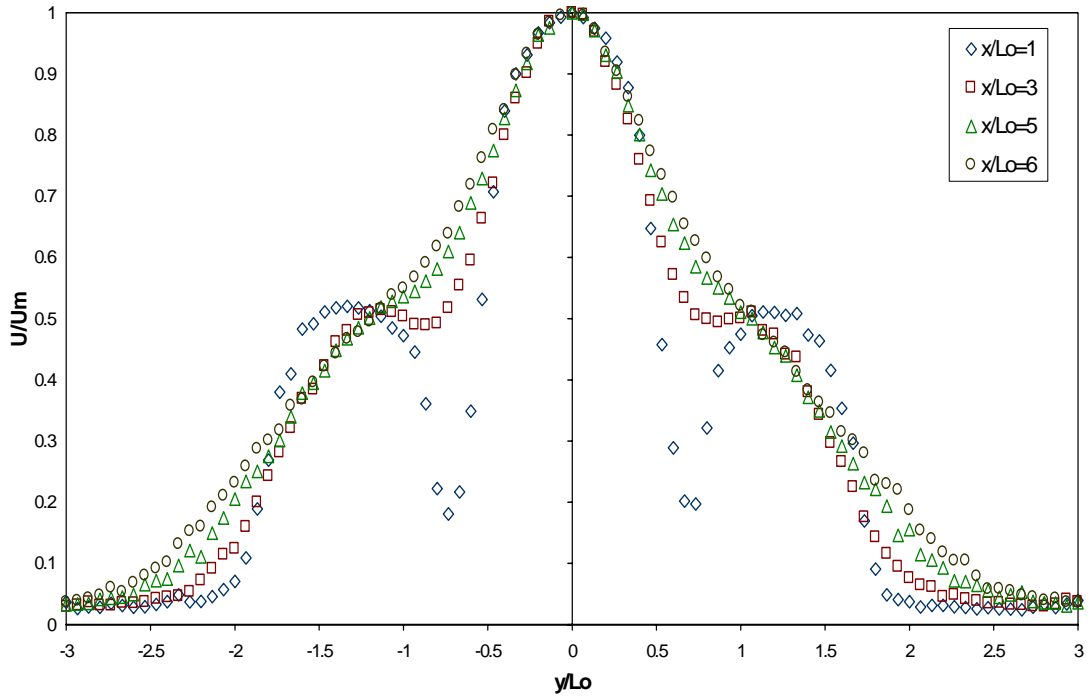


Figura 3.3: Velocidad axial normalizada.

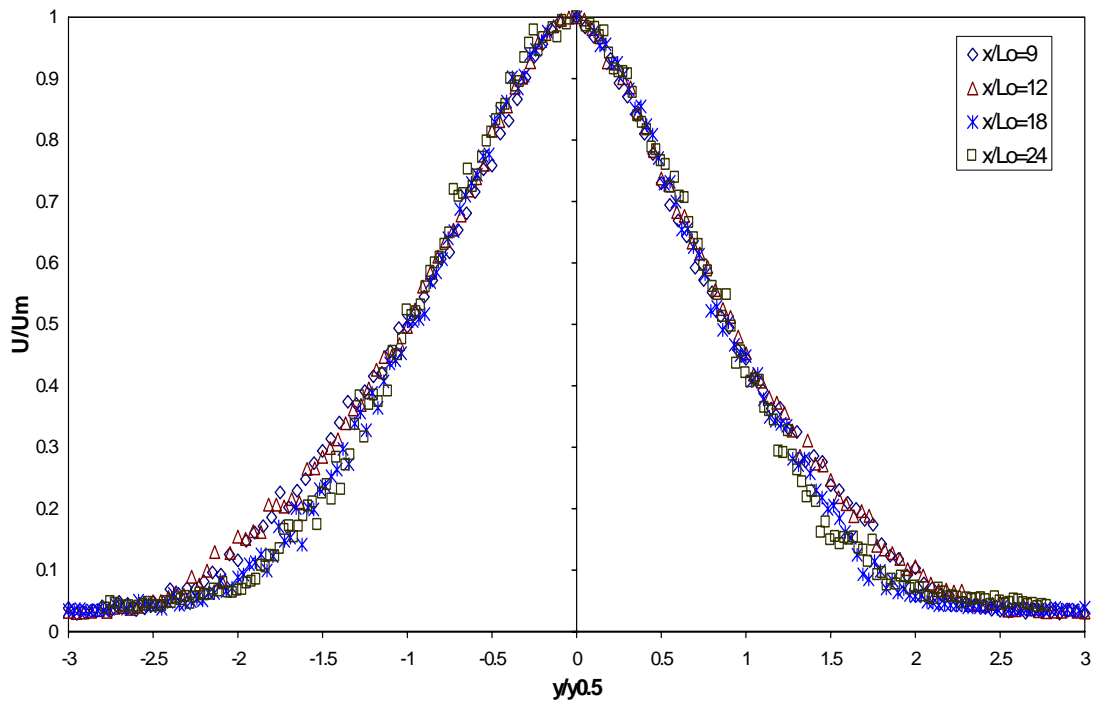


Figura 3.4: Velocidad axial normalizada.

Una vez que los tres chorros se han mezclado (Figuras 3.8 y 3.10); en la parte central del chorro único resultante la intensidad de turbulencia tiene un valor mínimo, luego se incrementa hasta formar sendos picos a cada lado del eje central y disminuye hasta cero fuera del chorro; este comportamiento es muy similar al que reporta la literatura para un chorro simple (ver figura 1.19). En estas dos Figuras también se puede observar que no se alcanza la autosemejanza para la raíz cuadrada de la media del cuadrado de la fluctuación, lo cual concuerda con lo reportado por Mostafa[1] et al. quienes tampoco lograron encontrar autosemejanza para esta cantidad estadística.

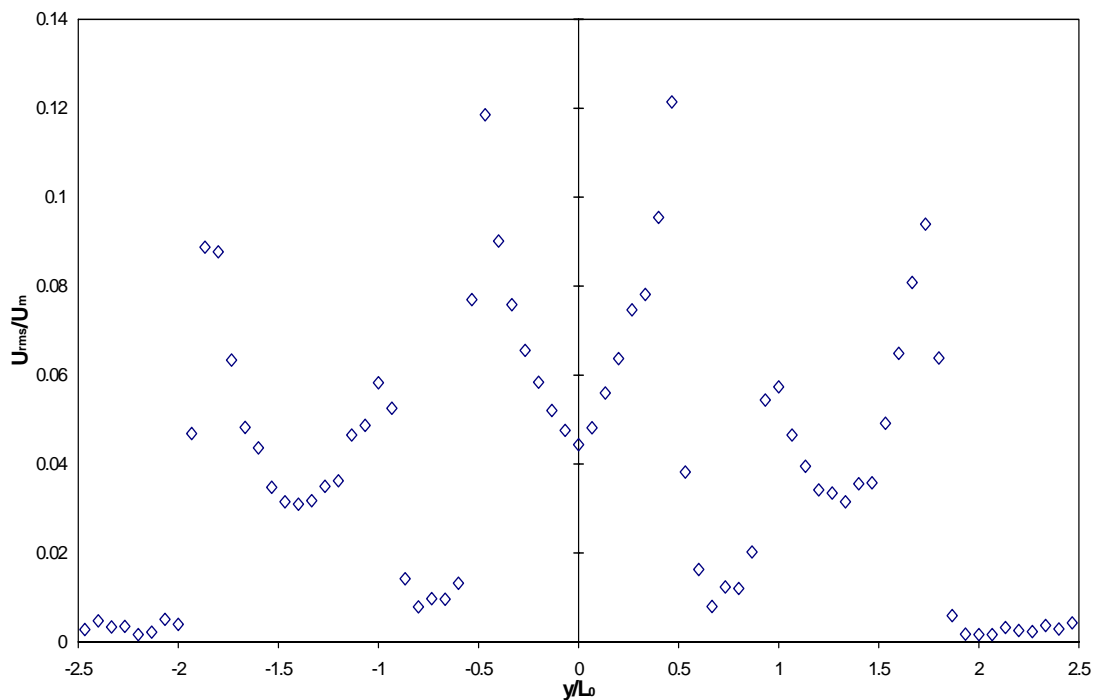


Figura 3.5: U_{rms} normalizada en $x/L_0=0.2$

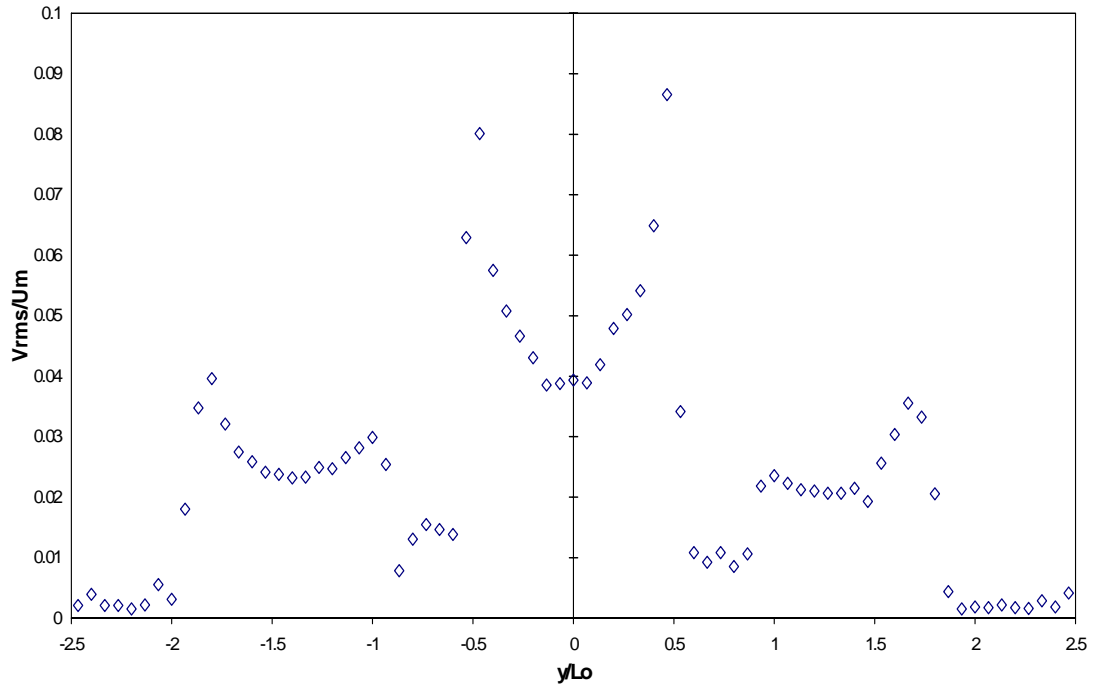


Figura 3.6: V_{rms} normalizada en $x/L_0=0.2$

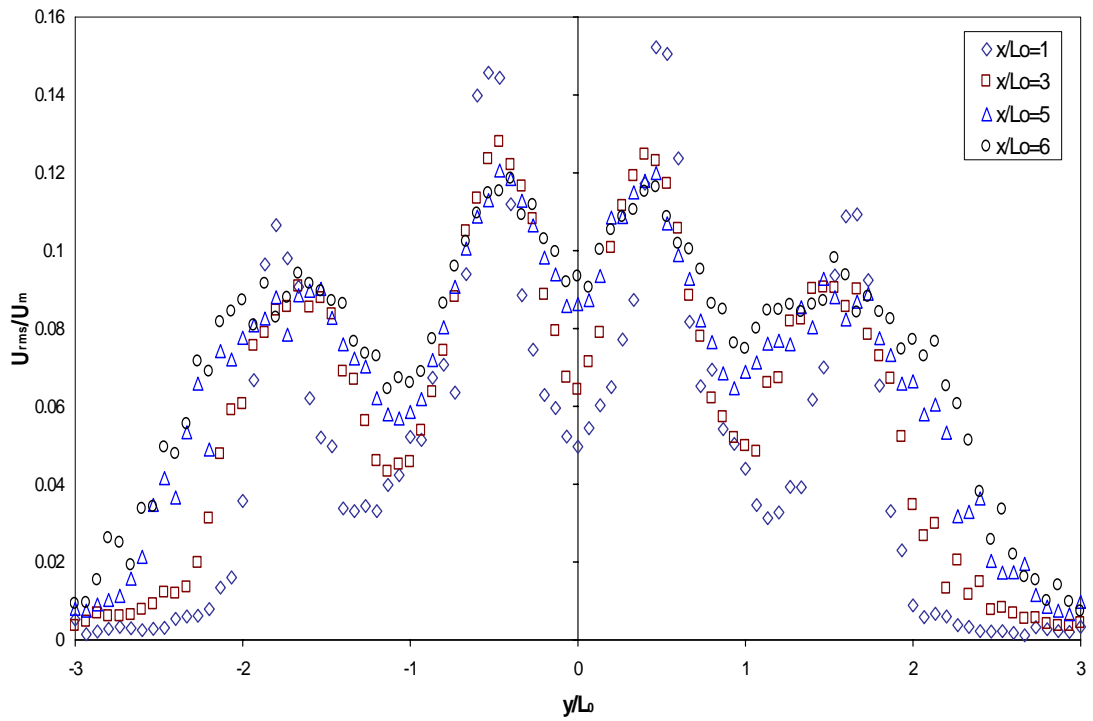


Figura 3.7: U_{rms} normalizada.

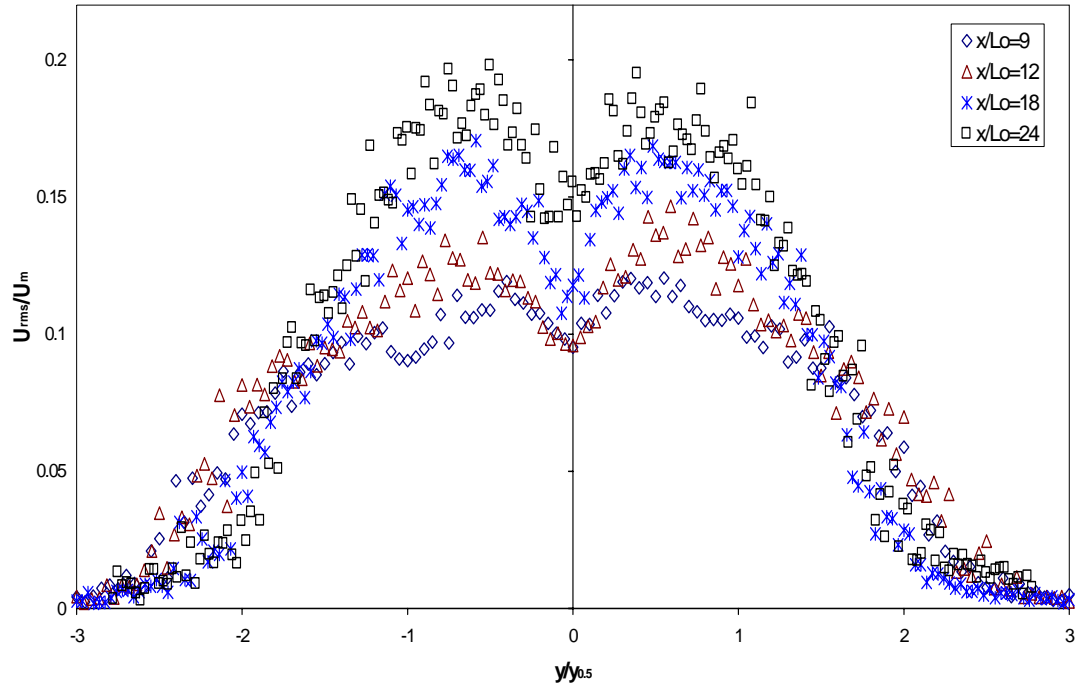


Figura 3.8: U_{rms} normalizada.

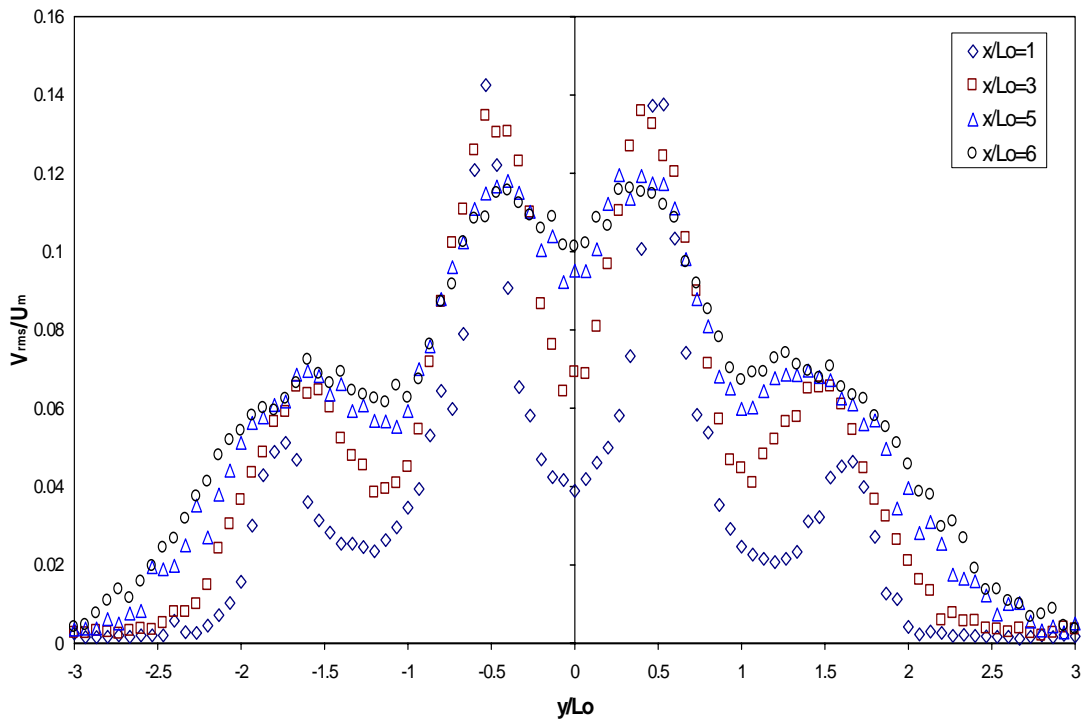


Figura 3.9: V_{rms} normalizada.

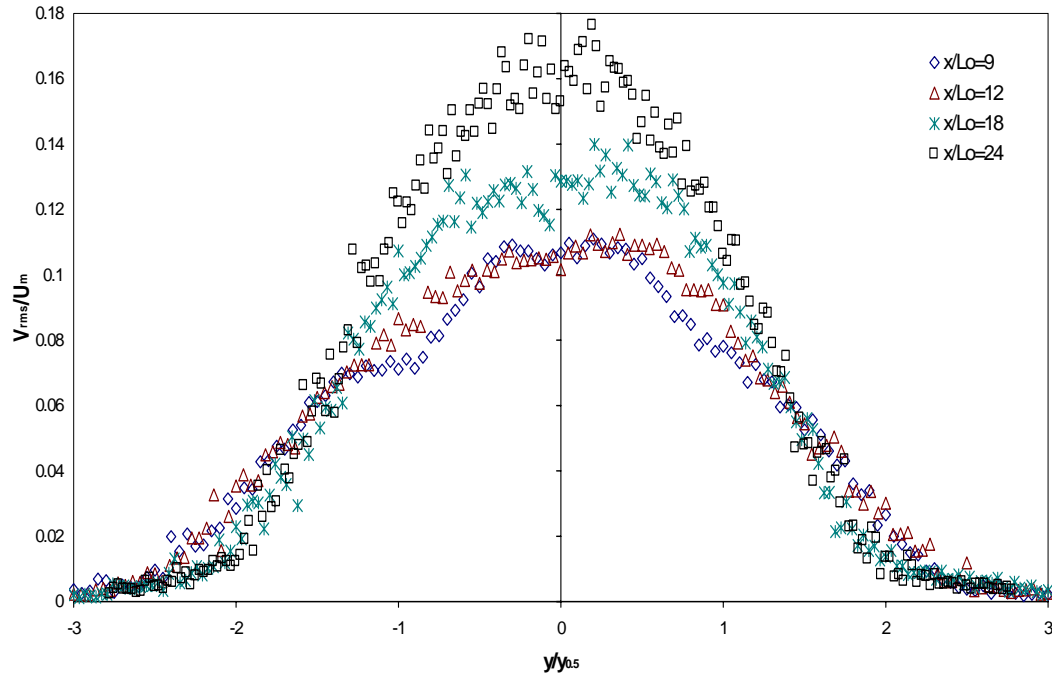


Figura 3.10: Figura 3.5: V_{rms} normalizada.

En las Figuras 3.11, 3.12 y 3.13 se muestra el comportamiento de la energía cinética de las fluctuaciones (ecuación 1.5), el cual es un indicador de la intensidad global de la actividad turbulenta en los chorros. En las primeras estaciones de medición se observa cómo dicha actividad turbulenta es elevada en las fronteras de cada chorro, pero mayor en la interfaz de los chorros laterales con el chorro central. Al igual que en los casos de U_{rms} y V_{rms} tampoco se alcanzó la autosemejanza.

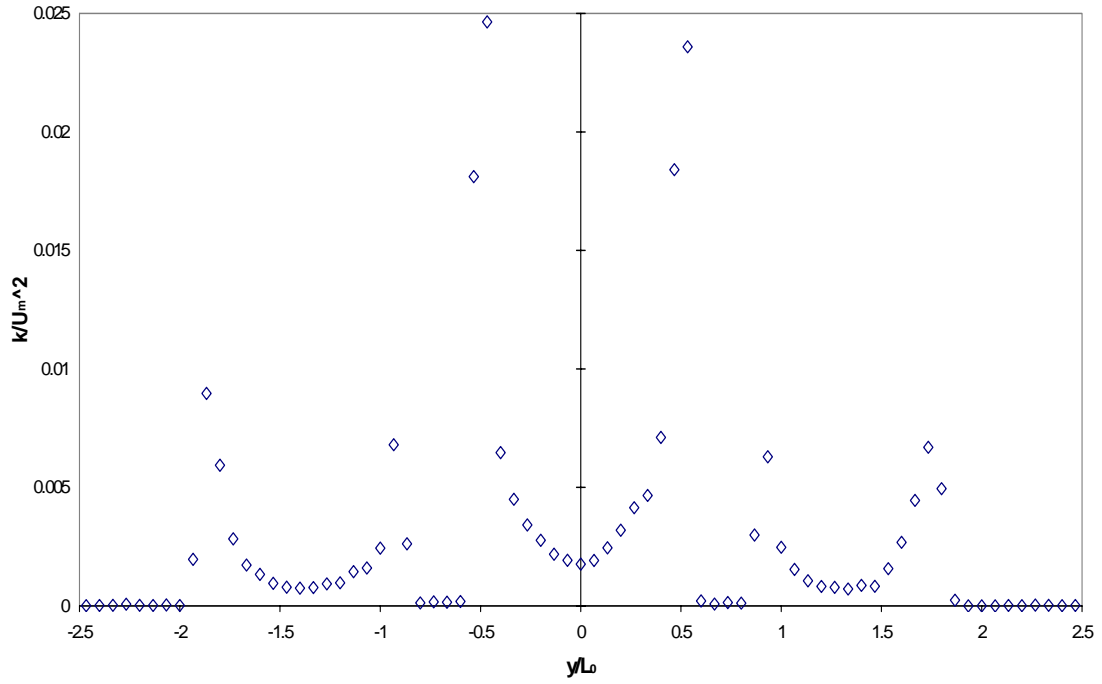


Figura 3.11: Energía cinética turbulenta normalizada en $x/L_0=0.2$

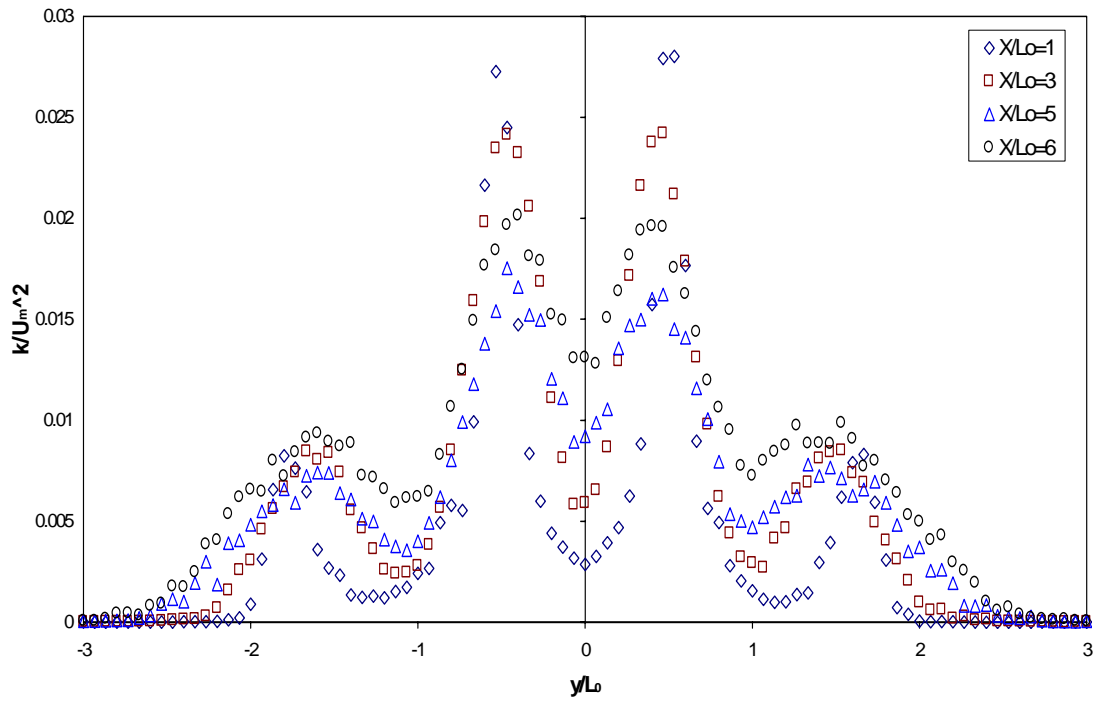


Figura 3.12: Energía cinética turbulenta normalizada

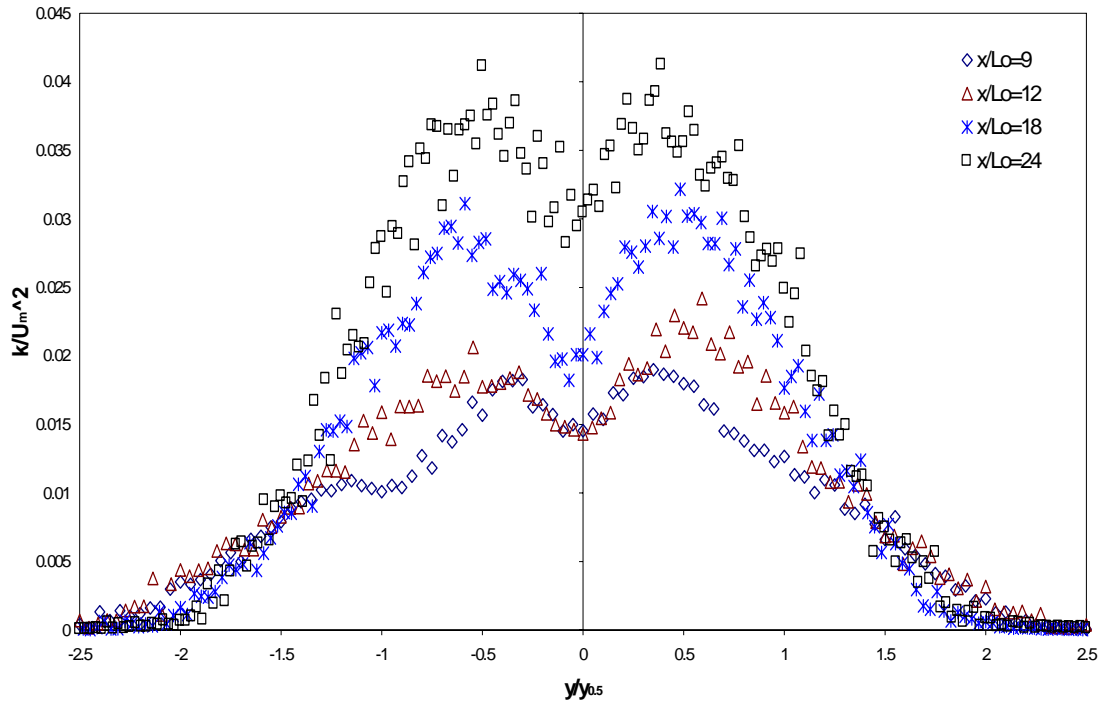


Figura 3.13: Energía cinética turbulenta normalizada

En la Figura 3.14 se muestran los esfuerzos cortantes de Reynolds producto de la fuerte interacción de los chorros en la salida de sus respectivos conductos; tal interacción interna se disipa rápidamente con la mezcla gradual de los chorros (Figura 3.15). En la Figura 3.16 se puede ver que cuando los chorros pierden sus individualidades y forman uno sólo, se tiene esfuerzo cortante nulo en el eje central del chorro y simetría con cambio de signo a medida que la sonda se aleja del centro. La gráfica alcanza un máximo (o mínimo según sea el lado que se analice) y posteriormente vuelve a cero al abandonar la interfaz con el ambiente. El comportamiento anterior se debe al cambio de signo de la derivada de la velocidad axial con respecto a y (dU/dy). También concuerda con la relación propuesta en la vieja teoría de Prandtl [3] para los esfuerzos cortantes turbulentos aparentes:

$$\overline{U'V'} = -v_\tau \frac{\partial U}{\partial y} \quad (3.1)$$

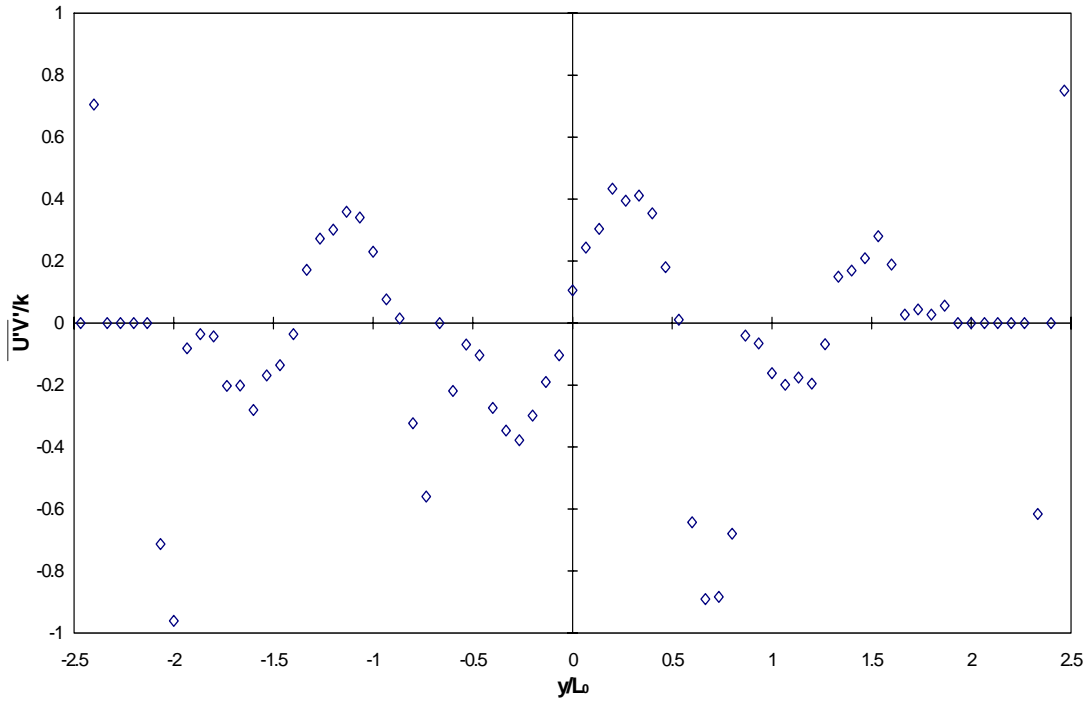


Figura 3.14: Esfuerzos cortantes de Reynolds normalizados en $x/L_0=0.2$.

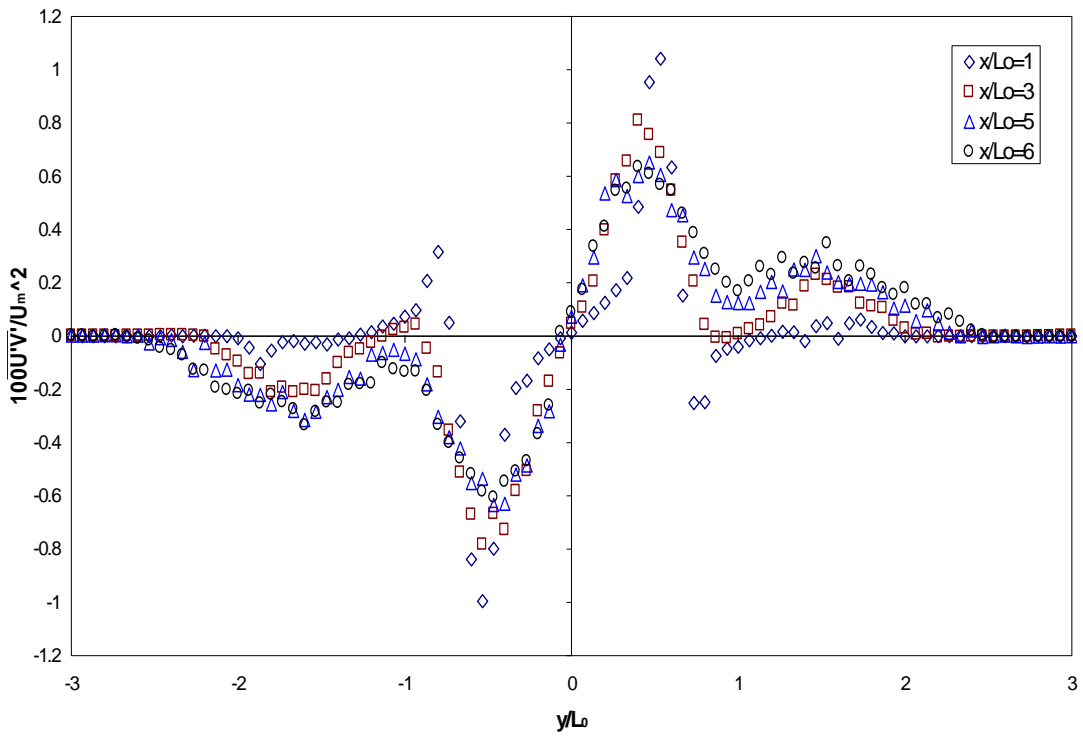


Figura 3.15: Esfuerzos cortantes de Reynolds normalizados.

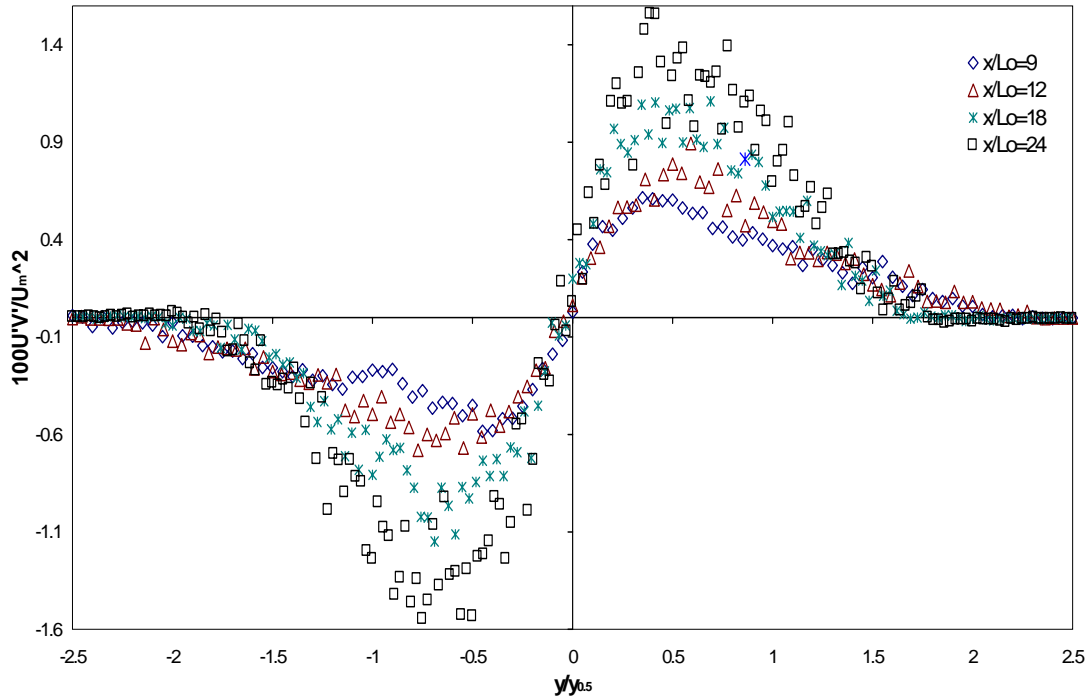


Figura 3.16: Esfuerzos cortantes de Reynolds normalizados.

La viscosidad turbulenta se calculó a partir de la ecuación 3.1, para lo cual se ajustó la curva de velocidad axial mediante la siguiente función:

$$y = y_0 + \left(\frac{A}{w\sqrt{\pi/2}} \right) e^{-2\left(\frac{x-x_0}{w}\right)^2} \quad (3.2)$$

La curva ajustada se muestra en la Figura 3.17. Los valores obtenidos de las constantes son los siguientes:

$$\begin{aligned} y_0 &= 0.1965 \\ x_c &= -0.05 \\ w &= 1.5725 \\ A &= 14.32 \end{aligned}$$

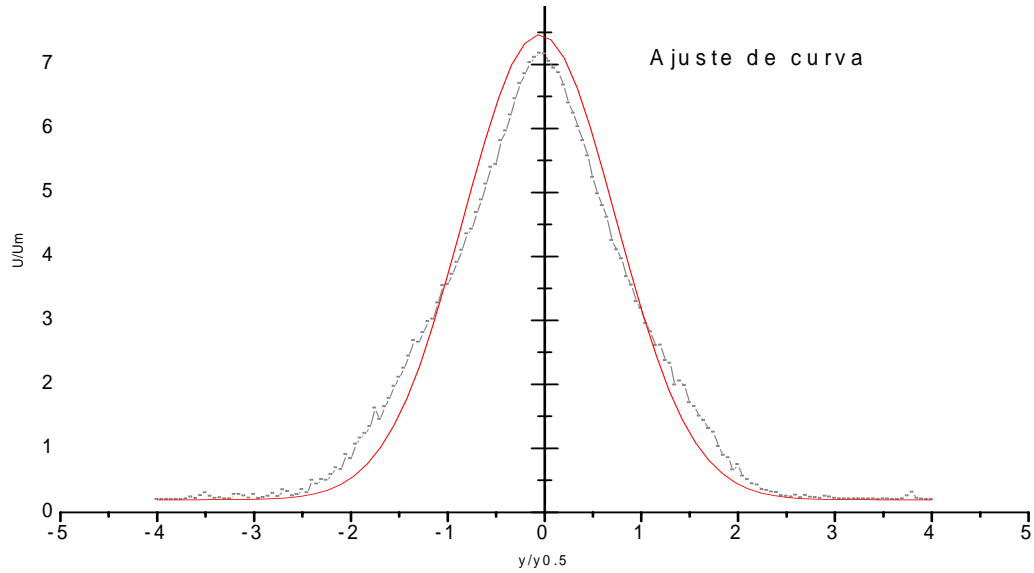


Figura 3.17: Ajuste de datos en $x/L_0=9$.

Sustituyendo los valores de las constantes en la ecuación se obtiene la curva buscada.

$$\frac{\partial(0.1965 + (\frac{14.32}{1.5725\sqrt{\pi/2}})e^{(-2(\frac{x+0.05}{1.5725})^2)})}{\partial x} \quad (3.3)$$

Al graficar la derivada de la función, se observa como sigue un comportamiento similar al que se reporta para los esfuerzos cortantes de Reynolds, pero con signo contrario, lo cual es la razón del signo negativo en el segundo miembro de la ecuación 3.1. En la Figura 3.18 se observa el comportamiento de la función.

$$\frac{\partial(0.1965 + (\frac{14.32}{1.5725\sqrt{\pi/2}})e^{(-2(\frac{x+0.05}{1.5725})^2)})}{\partial x}$$

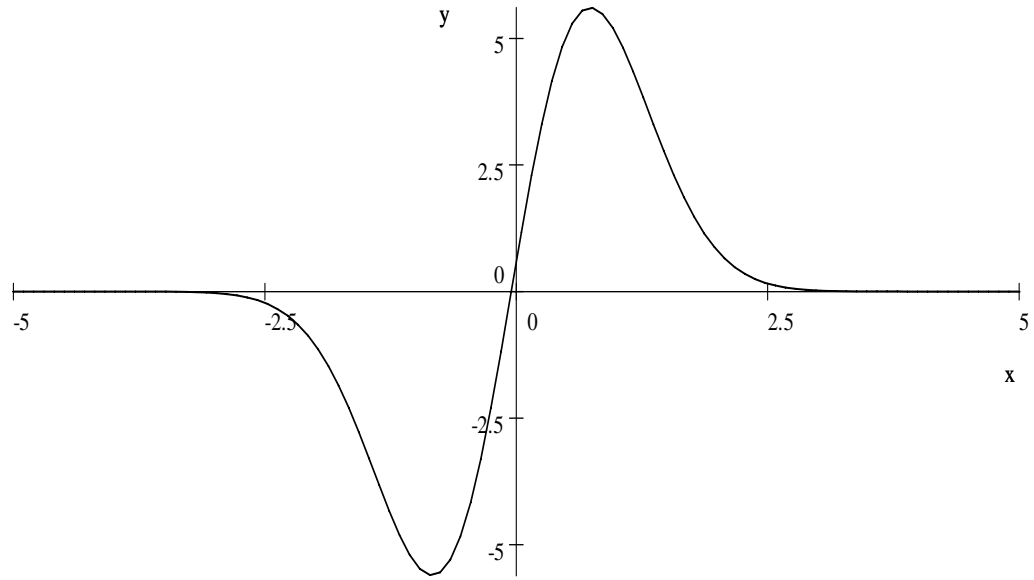


Figura 3.18: Derivada de la función.

En la Figura 3.19 se puede ver la viscosidad turbulenta obtenida a partir de la derivada de la función ajustada junto con los datos obtenidos para los esfuerzos cortantes de Reynolds.

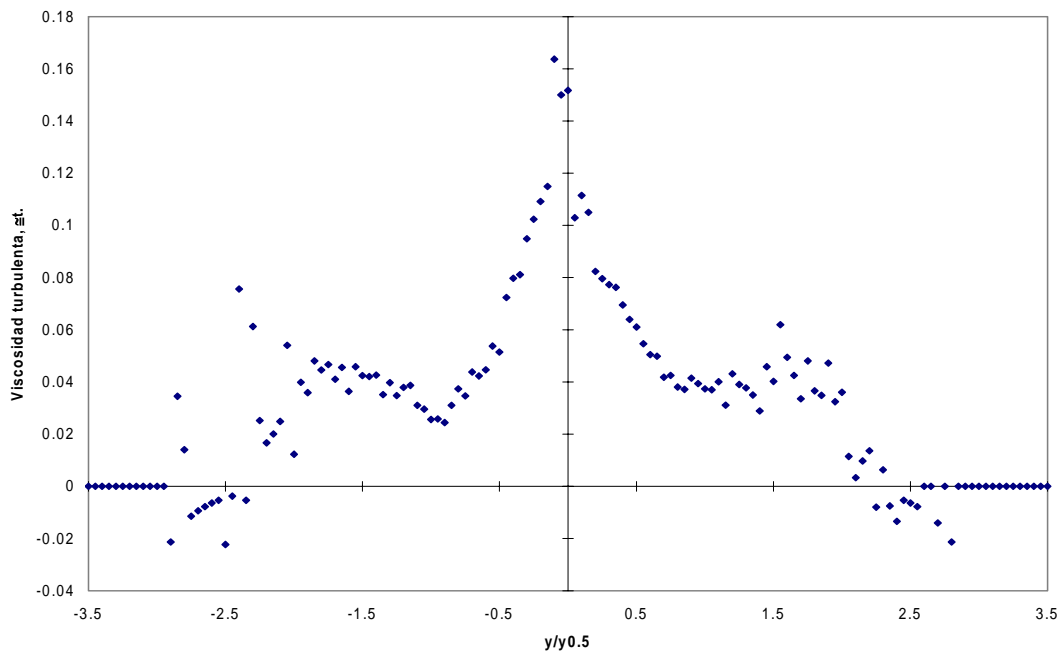


Figura 3.19: Viscosidad turbulenta ν_t .

Con la finalidad de hacer una comparación con los esfuerzos normalizados de Reynolds se ajustó la gráfica U/U_m en la distancia $x/L_0 = 9$ con la ecuación 3.2, como se muestra en la Figura 3.20.

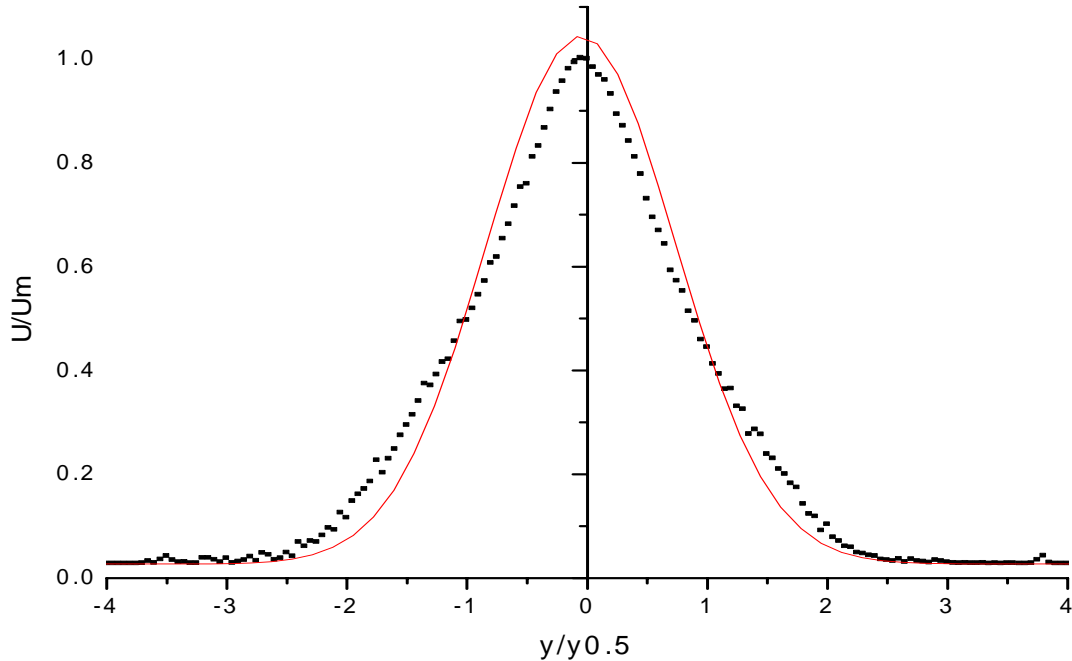


Figura 3.20: Ajuste de la velocidad axial normalizada en $x/L_0=9$.

Los valores obtenidos de las constantes son:

$$y_0 = 0.02739$$

$$x_c = -0.05$$

$$w = 1.5725$$

$$A = 2.00344$$

La derivada de la función (ecuación 3.4), se muestra en la Figura 3.21, junto con los datos normalizados del experimento para $\overline{U'V'}$ a una distancia $x/L_0 = 9$; al comparar ambas gráficas se puede observar que sus órdenes de magnitud y sus tendencias son iguales, lo que nos permite concluir que las mediciones realizadas en este experimento se ajustan a la teoría de Prandtl.

$$\frac{\partial(0.02739 + (\frac{2.00344}{1.5725\sqrt{\pi/2}})e^{-2(\frac{x+0.05}{1.5725})^2})}{\partial x} \quad (3.4)$$

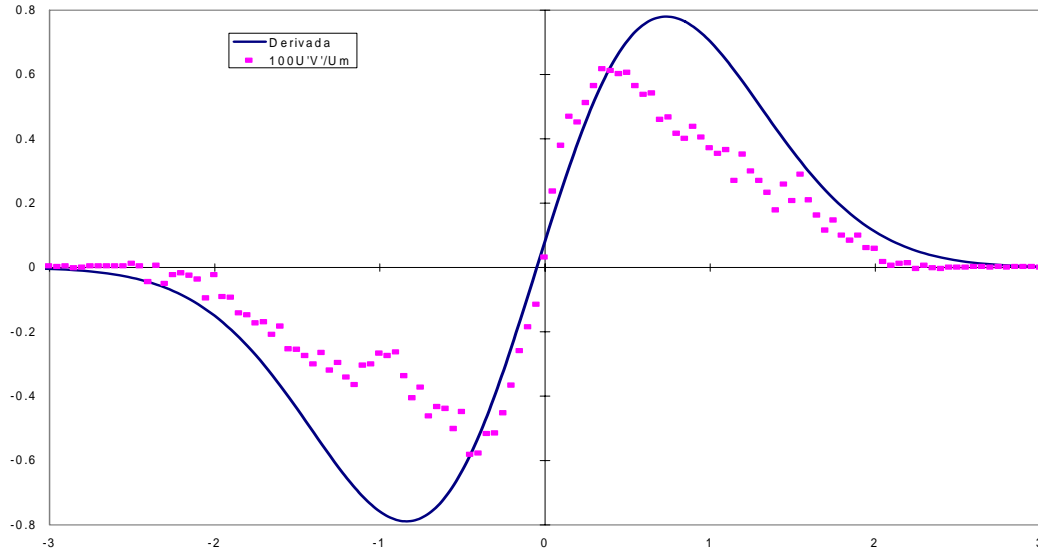


Figura 3.21: Comparación de $U'V'$ normalizada y la derivada de la curva ajustada.

Para confirmar la tendencia de medición, se repite el ajuste anterior ahora para la distancia axial $x/L_0 = 24$ (Figura 3.22).

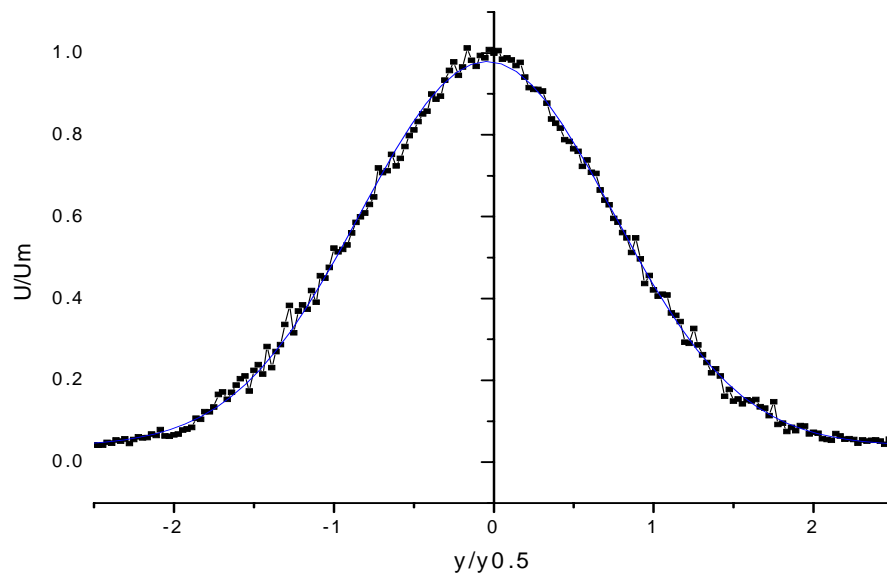


Figura 3.22: Ajuste de la velocidad axial normalizada en $x/L_0=24$.

Nuevamente se utiliza la función de la ecuación 3.2, con los siguientes valores para sus constantes:

$$y_0 = 0.03946$$

$$x_c = 0.04251$$

$$A = 1.8602$$

$$w = 1.57864$$

y la función derivada resultante es:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(0.03946 + \left(\frac{1.8602}{1.57864\sqrt{\pi/2}} \right) e^{-2\left(\frac{x+0.04251}{1.57864}\right)^2} \right)$$

En la Figura 3.23 se puede observar que la tendencia de $\overline{U'V'}$ normalizada sigue concordando con la de a teoría de Prandtl en tendencia y en orden de magnitud, aunque los puntos máximos y mínimos no son iguales.

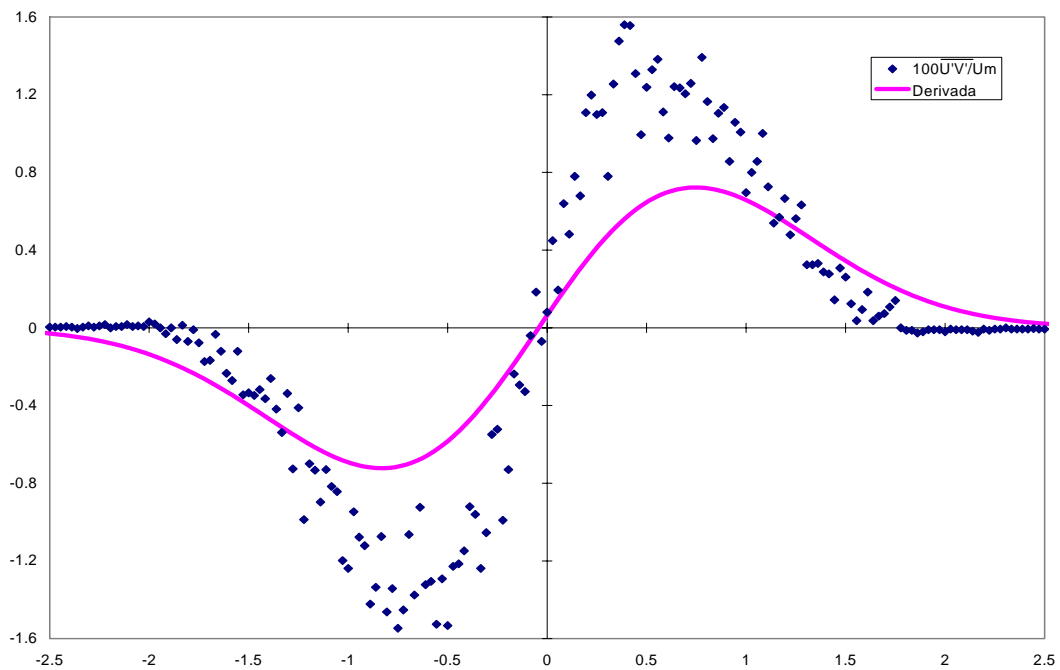


Figura 3.23: Comparación de $\overline{U'V'}$ normalizada y la derivada de la curva ajustada.

Finalmente, en la Figura 3.24 se muestra la gráfica que define cómo es que se abre el chorro (x/L_0 vs $y_{0.5}$), la cual no es lineal en la zona de autosemejanza.

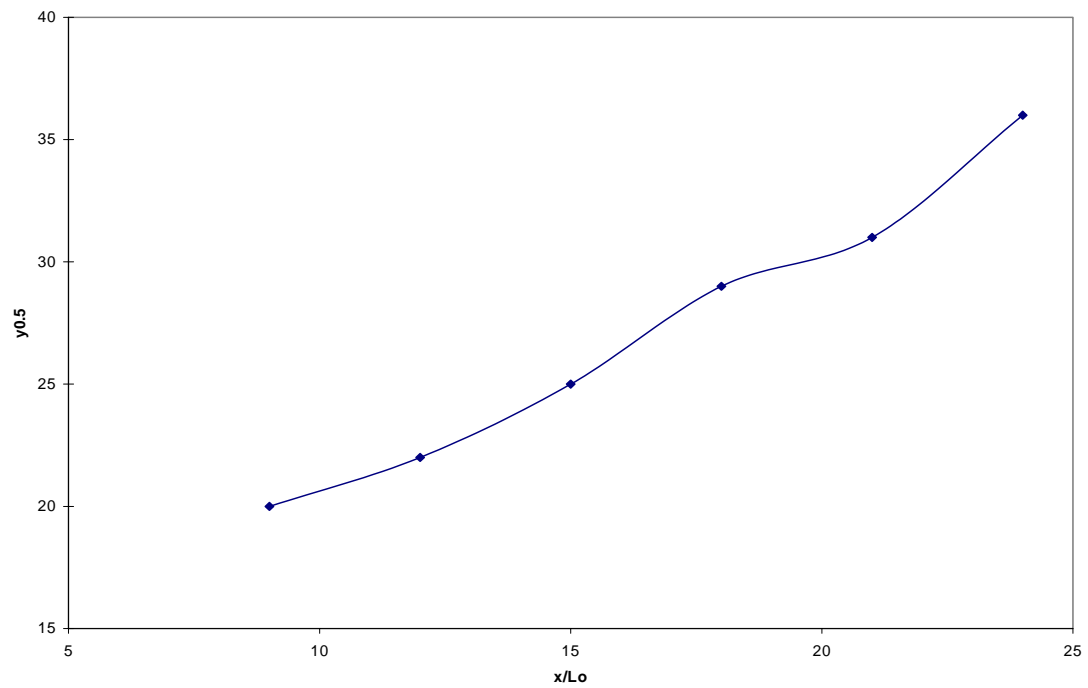


Figura 3.24: Gráfica para definir cómo se abre el chorro.

3.3 Experimento 2

Del segundo experimento se muestran los resultados en las siguientes zonas de prueba: $x/L_0 = 1, 3, 6, 9, 12, 15, 18, 21, 24$ y 27 ; además se muestran las distribuciones cerca del plano de salida de los conductos, en $x/L_0 = 0.2$.

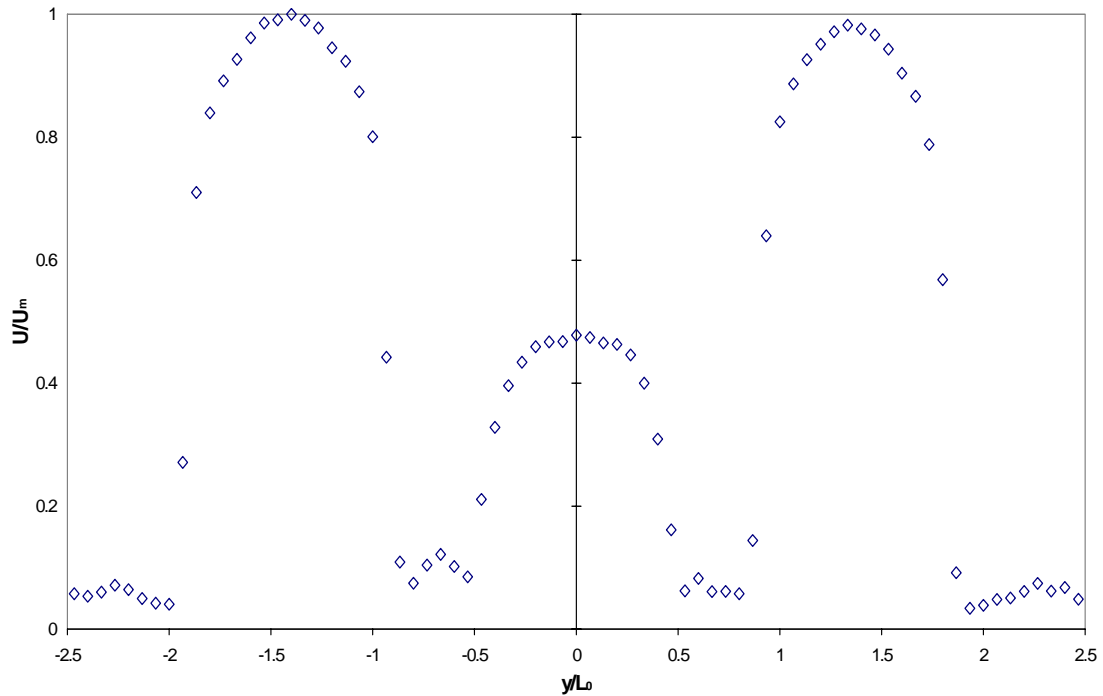


Figura 3.25: Velocidad axial normalizada en $x/L_0=0.2$.

En la salida se tienen tres chorros con identidades individuales y la magnitud de velocidad del chorro del centro se fija cercana a la mitad de la de los chorros laterales, Figura 3.25. Como se ve en la Figura 3.26, a medida que avanzan los chorros se mezclan entre sí y con el medio ambiente hasta que gradualmente se convierten en uno sólo. A una distancia $x/L_0 = 24$ los chorros se han mezclado completamente pero, como se muestra en la Figura 3.27, se presenta el máximo en la zona $y/y_{0.5} < 0$, esto se debe a que la magnitud de velocidad del chorro lateral izquierdo fue ligeramente mayor que la del chorro lateral derecho y eso, a su vez, se debió a la poca precisión que se podía obtener con las válvulas utilizadas en el experimento. Sin embargo, se observa que se ha alcanzado la autosemejanza.

A diferencia del experimento 1, los chorros tardaron más en alcanzar el mezclado total, lo que es lógico, ya que al hacer que la velocidad del chorro central sea menor, los chorros laterales se mezclan rápidamente con él, pero después se disminuye la velocidad de mezclado porque quedan dos chorros separados, los cuales presentan una interacción menor entre sí.

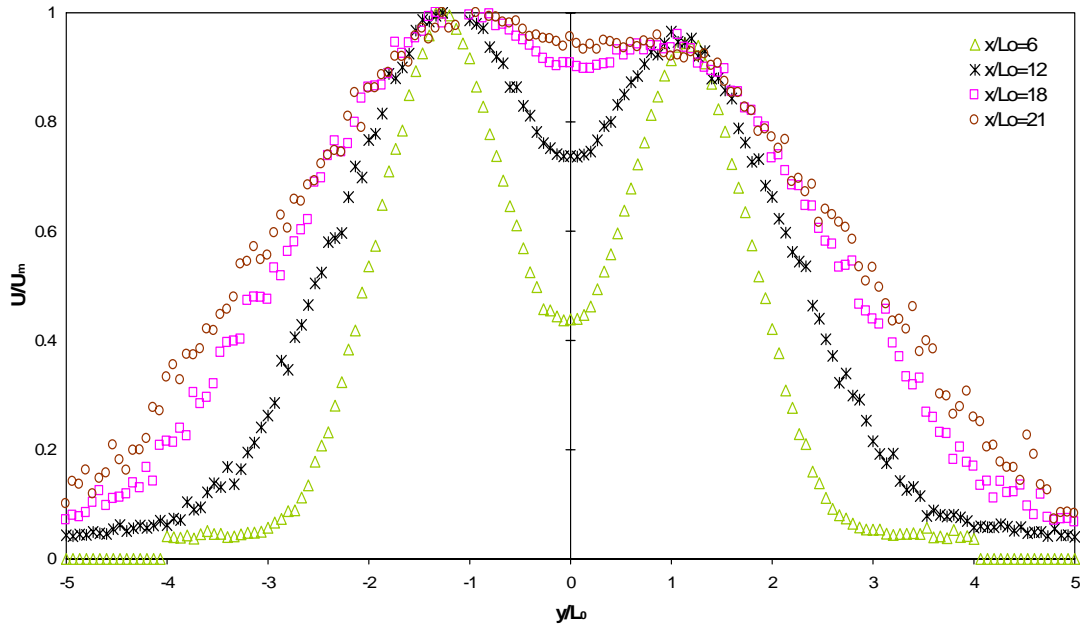


Figura 3.26: Velocidad axial normalizada.

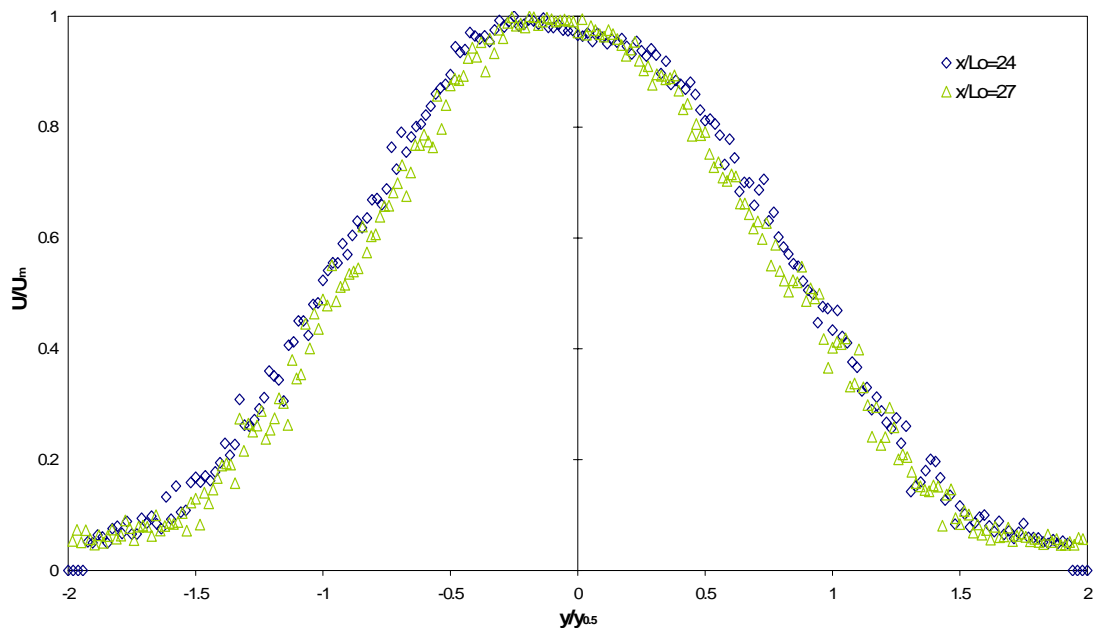


Figura 3.27: Velocidad axial normalizada.

Para el caso de la raíz cuadrada de la media del cuadrado de la fluctuación, U_{rms} y V_{rms} , se puede observar que la diferencia de sus magnitudes es más marcada que en el caso del experimento 1, lo que demuestra, estrictamente hablando, que el flujo turbulento es no isotrópico. En las primeras estaciones de medición mostradas en las Figuras 3.29 y 3.32 se ven claramente cuatro picos (hasta el punto de medición $x/L_0 = 12$), los cuales se forman en las zonas donde se presentan los mayores gradientes de velocidad de la corriente media. También se observa cómo en la zona central de cada chorro se tiene una menor intensidad de turbulencia.

Una vez que se han mezclado los tres chorros, Figuras 3.30 y 3.33, solamente se tienen dos picos en la intensidad de turbulencia, resultado de la interacción entre el chorro único resultante y el ambiente, es decir, se vuelve a observar que en la parte central del chorro la intensidad de turbulencia presenta un mínimo, luego se incrementa gradualmente hasta alcanzar un pico y disminuye hasta perderse fuera de la interfaz del chorro con el ambiente. Para este segundo experimento tampoco se alcanzó la autosemejanza en la raíz cuadrada de la media del cuadrado de la fluctuación.

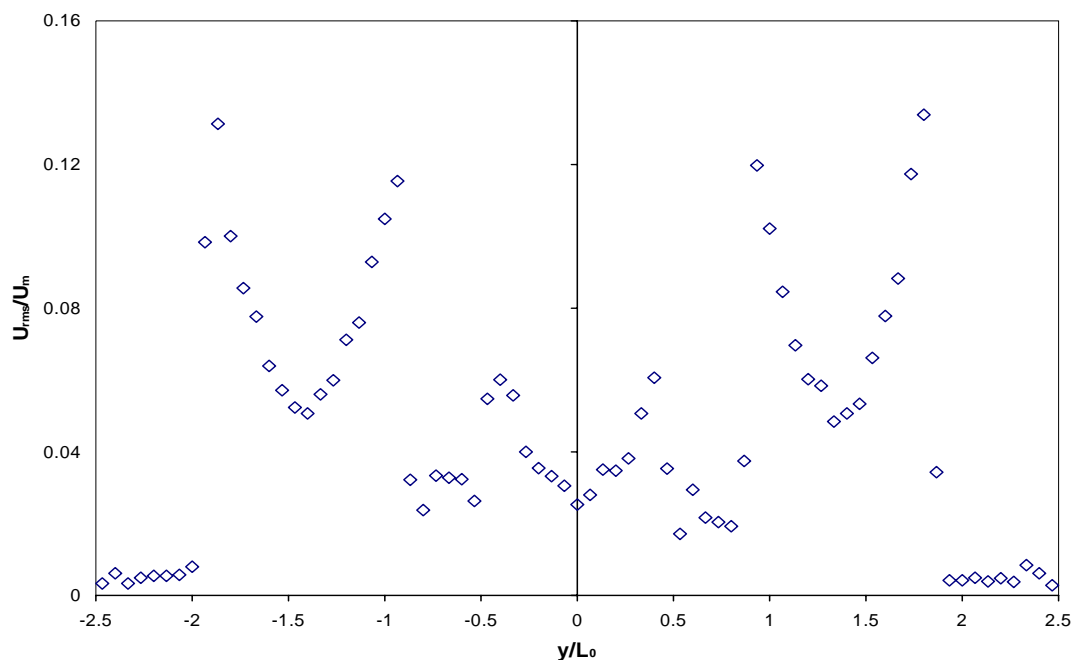


Figura 3.28: U_{rms} normalizada en $x/L_0=0.2$.

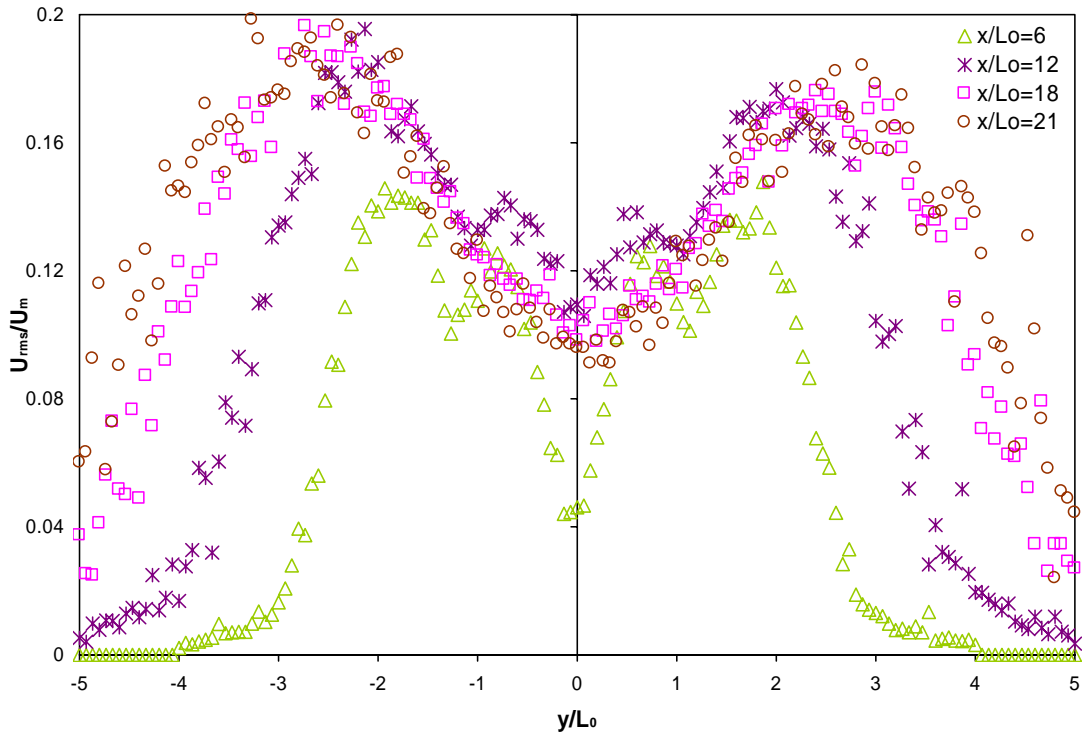


Figura 3.29: U_{rms} normalizada.

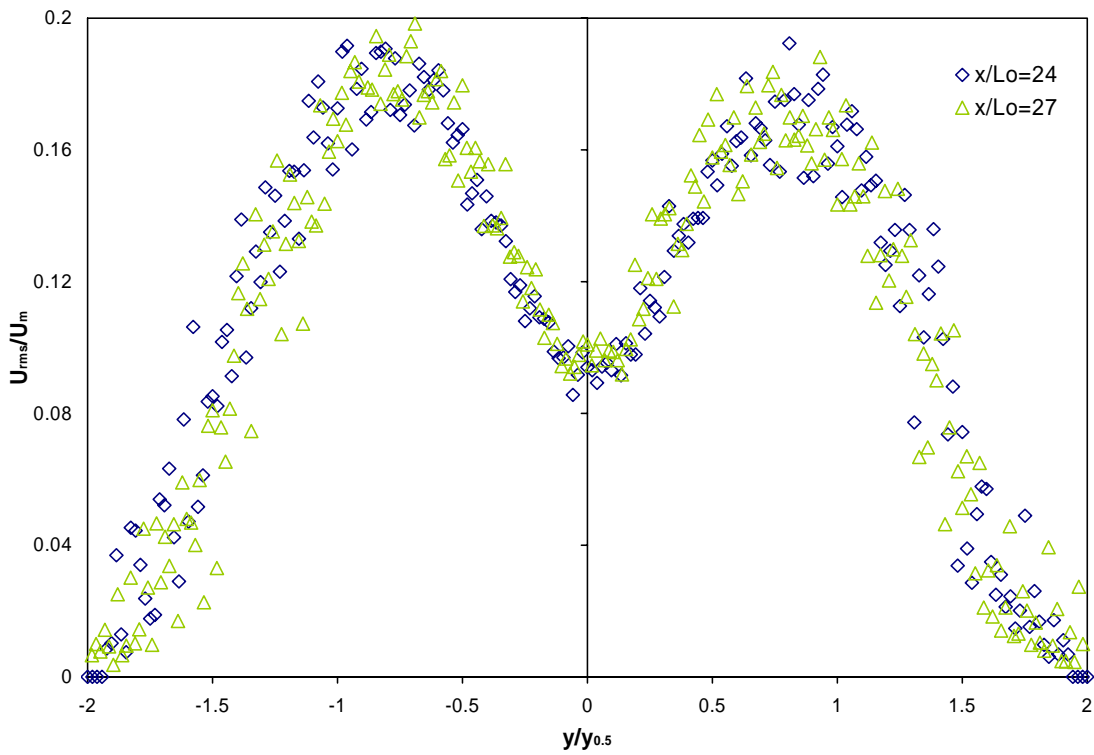


Figura 3.30: U_{rms} normalizada.

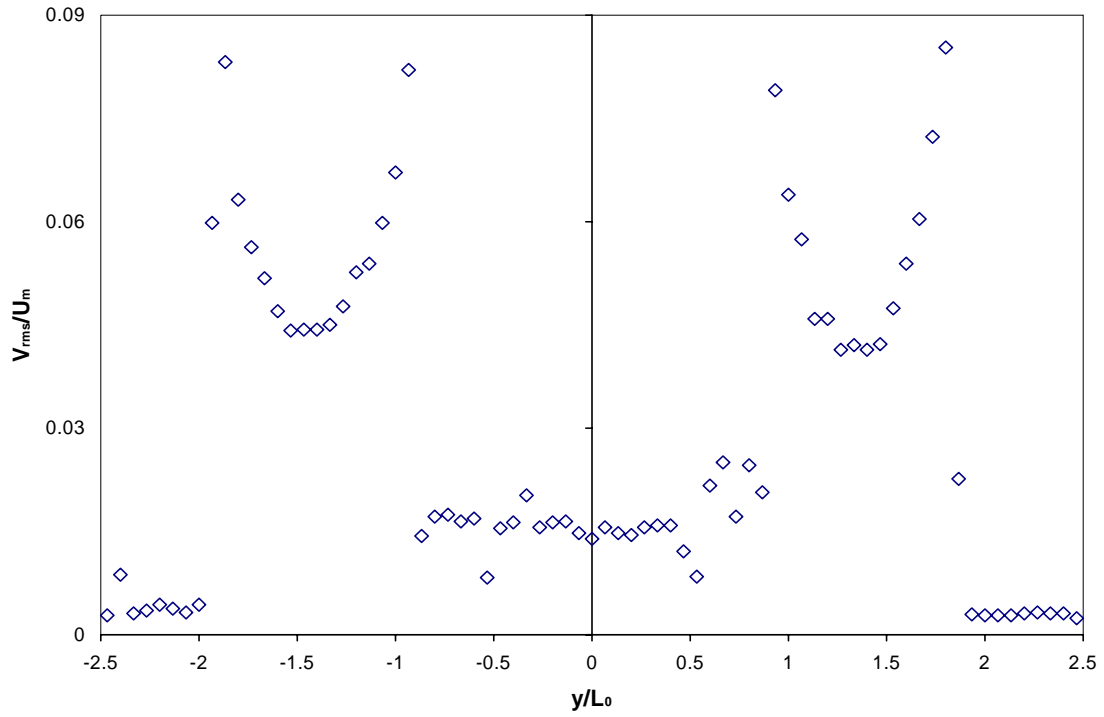


Figura 3.31: V_{rms} normalizada en $x/L_0=0.2$.

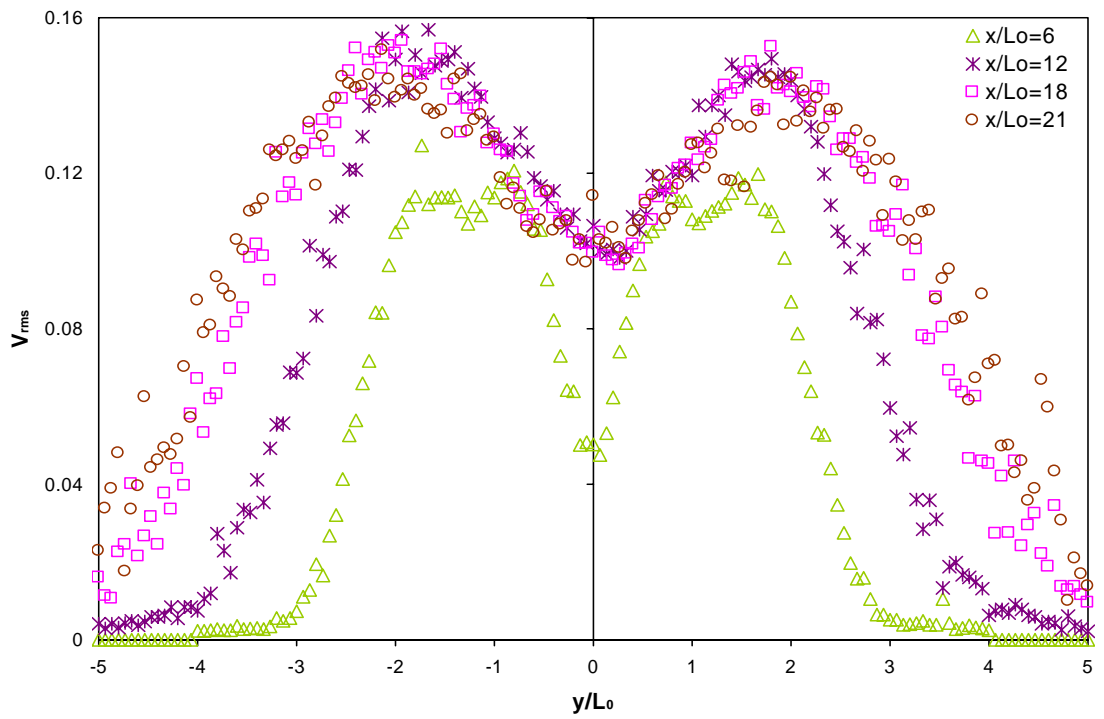


Figura 3.32: V_{rms} normalizada.

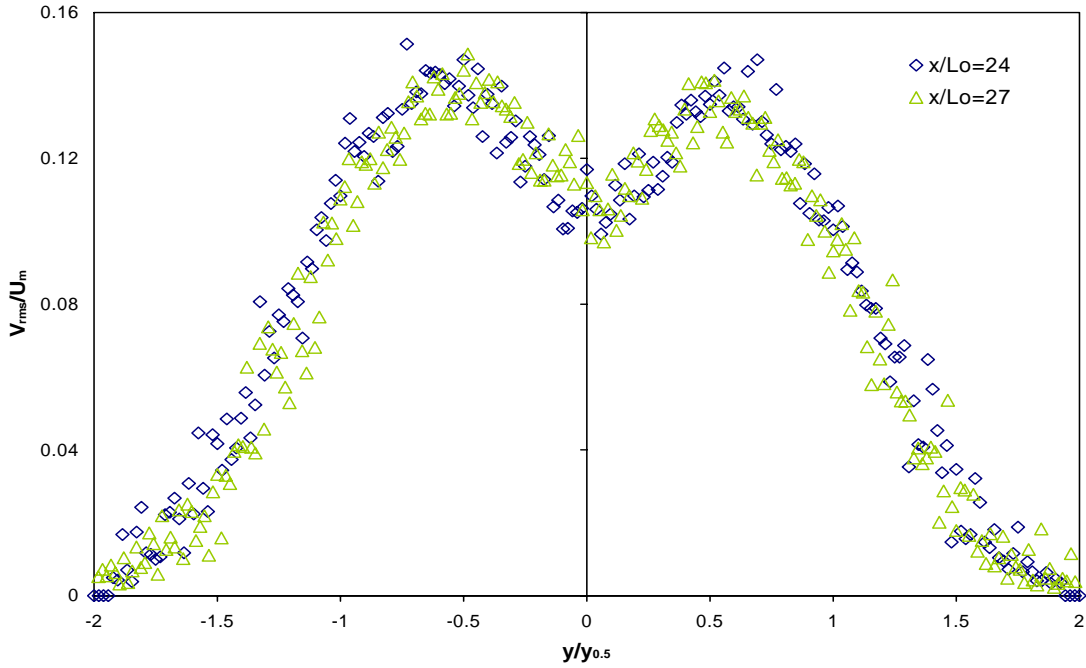


Figura 3.33: V_{rms} normalizada.

En las Figuras 3.34, 3.35 y 3.36 se muestra la tendencia de la energía cinética de las fluctuaciones, calculada a partir de la ecuación 1.5, la cual muestra un comportamiento muy similar al de U_{rms} y V_{rms} y también se puede observar que no se alcanza autosemejanza.

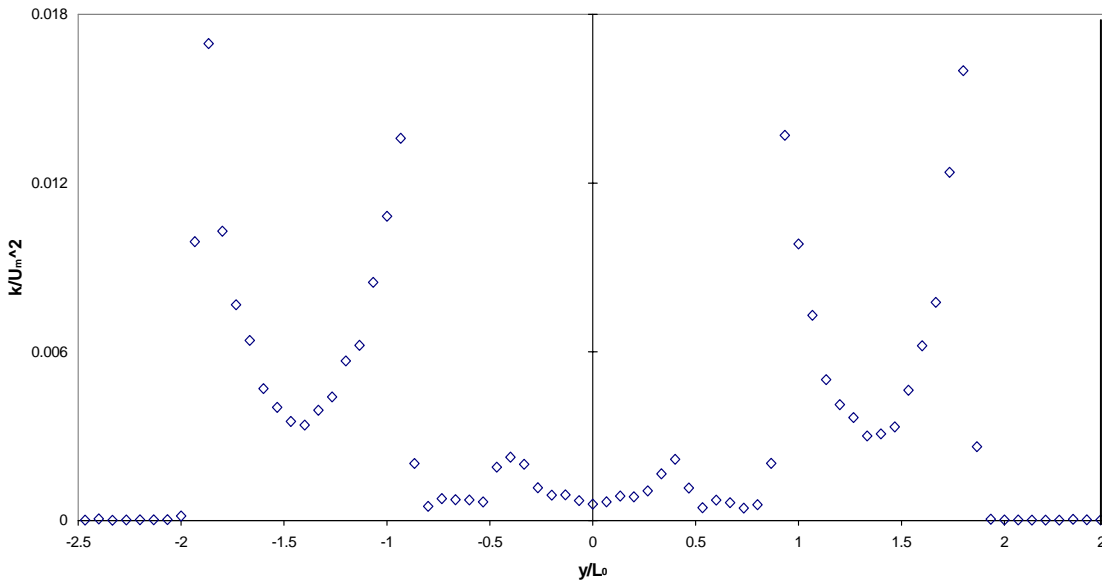


Figura 3.34: Energía cinética turbulenta normalizada en $x/L_0=0.2$.

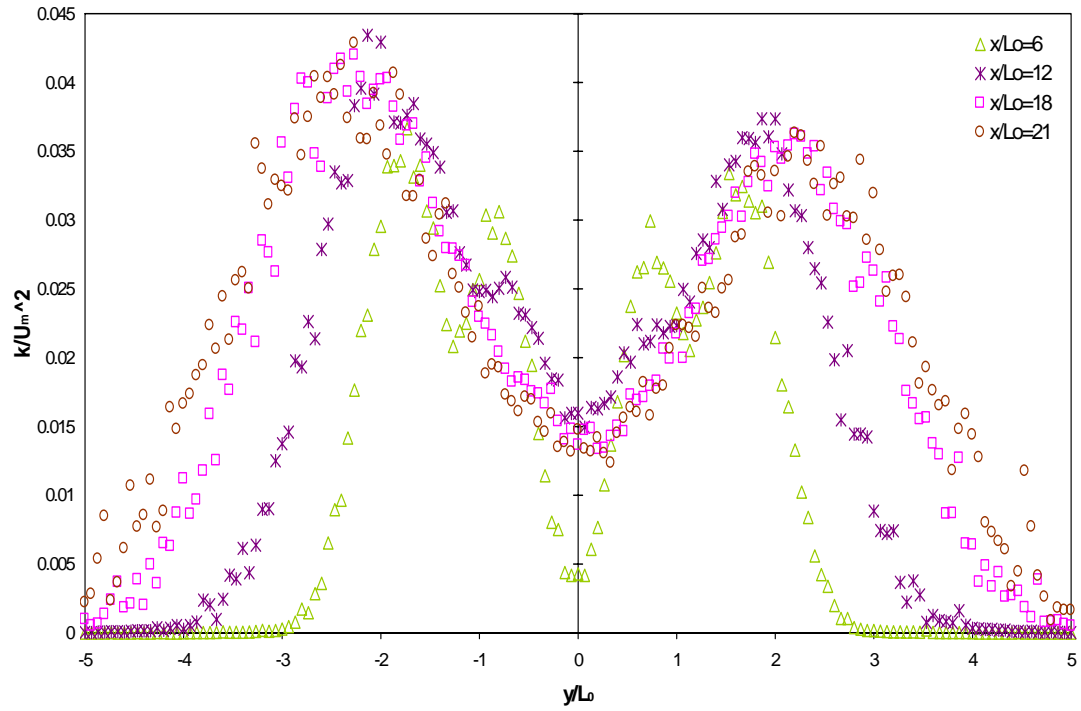


Figura 3.35: Energía cinética turbulenta normalizada.

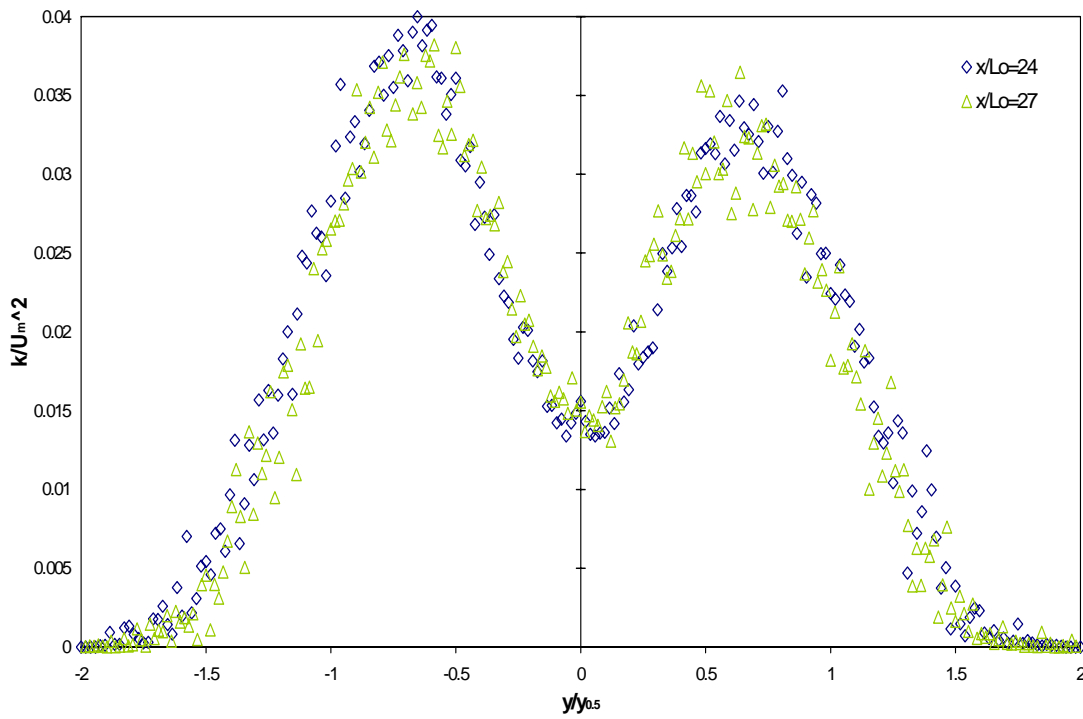


Figura 3.36: Energía cinética turbulenta normalizada.

En la Figura 3.37 se pueden observar los esfuerzos cortantes de Reynolds debidos a la interacción de los chorros en la salida. De igual forma que en el experimento 1, tales esfuerzos se van disipando gradualmente en la interfaz de los chorros a medida que éstos se mezclan, Figura 3.38. En la Figura 3.39 se puede ver que cuando los chorros pierden sus individualidades y forman uno sólo, se tiene esfuerzo cortante nulo en el eje central del chorro y simetría con cambio de signo a medida que la sonda se separó de la línea central del chorro.

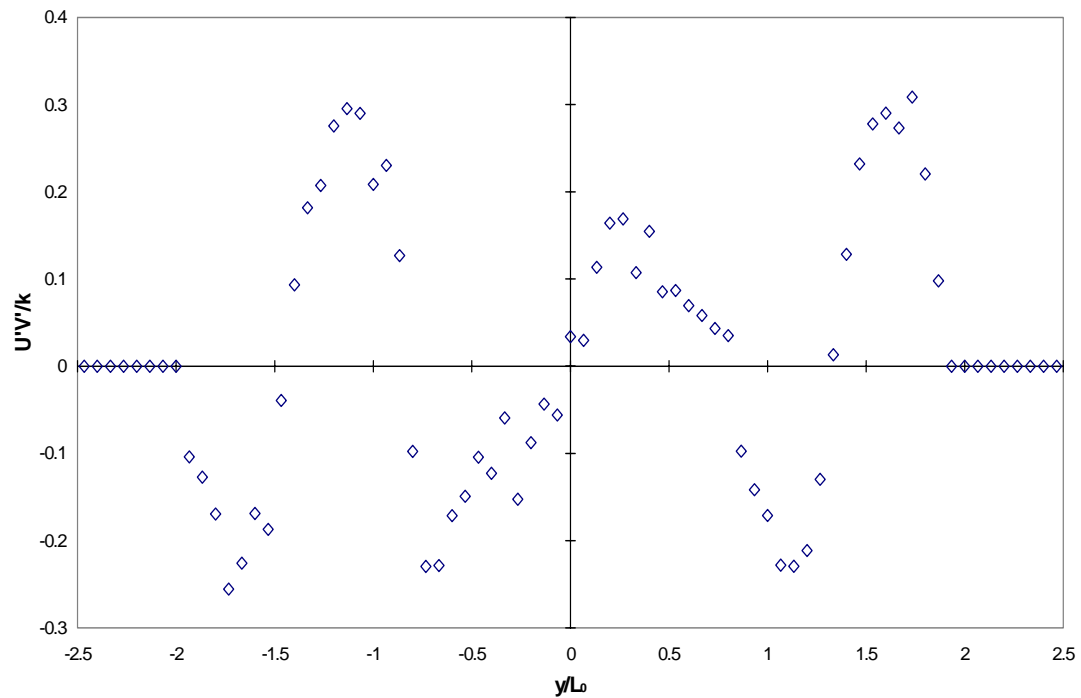


Figura 3.37: Esfuerzos cortantes de Reynolds normalizados en $x/L_0=0.2$.

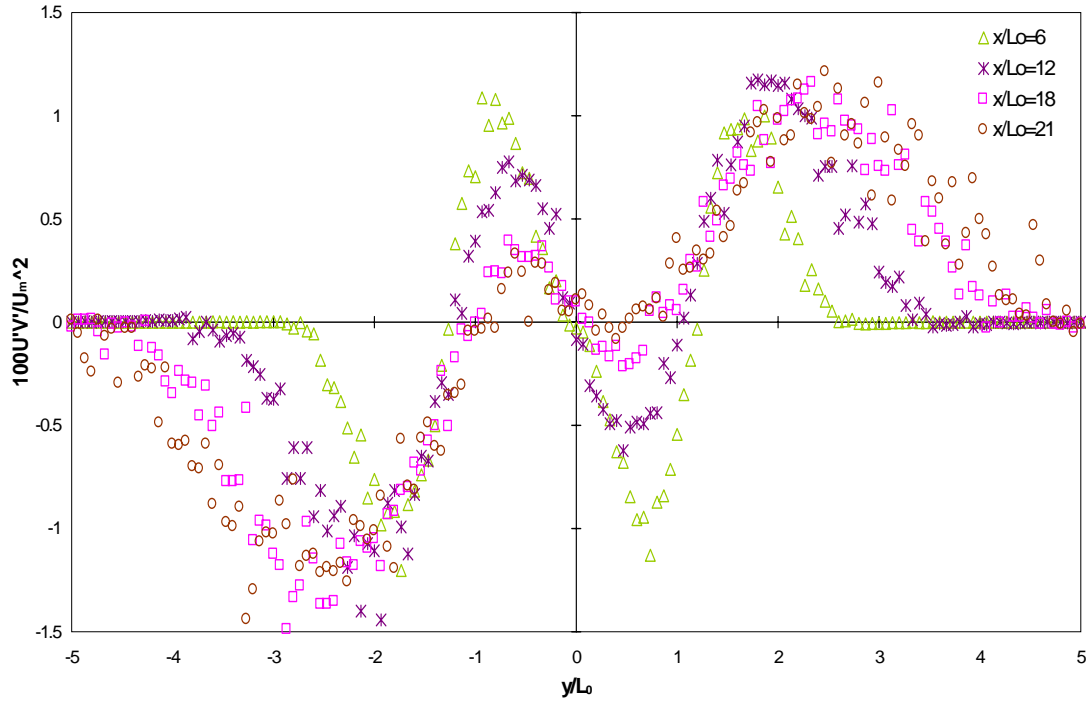


Figura 3.38: Esfuerzos cortantes de Reynolds normalizados.

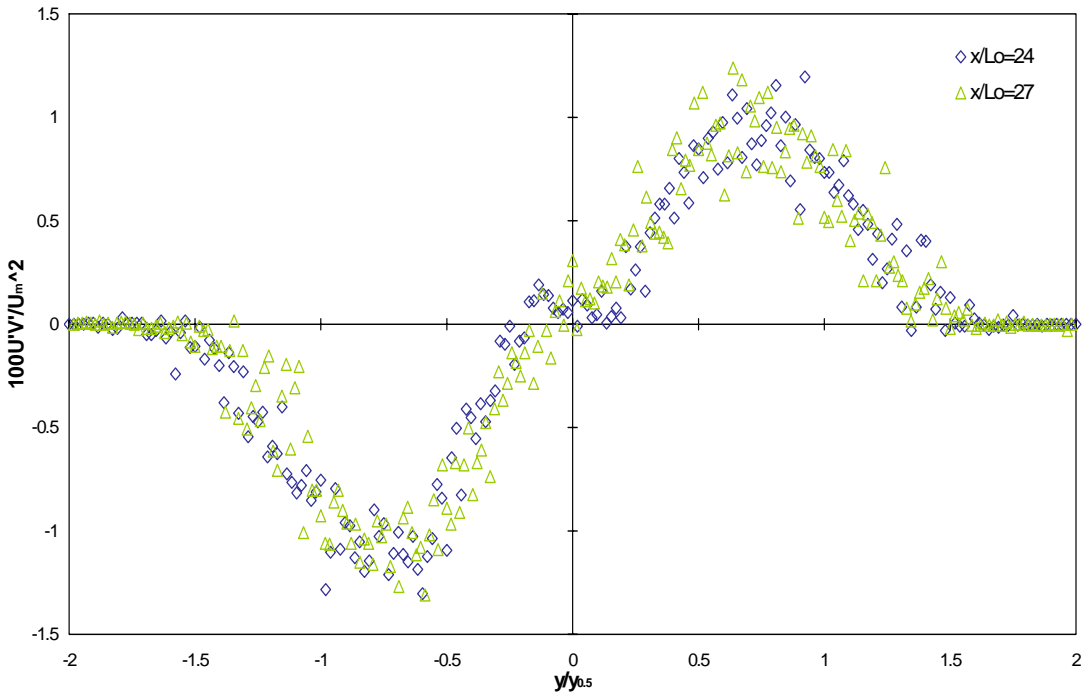


Figura 3.39: Esfuerzos cortantes de Reynolds normalizados.

Para este experimento en particular solamente se tuvieron dos estaciones de medición después de que se alcanzó la autosemejanza en la velocidad axial normalizada, por lo cual no se puede decir si la gráfica que define cómo es que se abre el chorro (x/L_0 vs $y_{0.5}$) es o no lineal en dicha zona.

3.4 Experimento 3

Para el tercer experimento se muestran los resultados en las siguientes zonas de prueba: $x/L_0 = 3, 6, 9, 12, 15, 18, 21$ y 24 ; además se muestran las distribuciones cerca del plano de salida de los conductos, en $x/L_0 = 0.2$.

En este caso la velocidad axial en la salida es igual para los tres chorros (Figura 3.40). Como se muestra en las Figuras 3.41 y 3.42 los chorros se mezclan totalmente a una distancia de $x/L_0 = 15$ lo que fue más rápido que en el experimento 2, pero más lento que en el experimento 1. Lo anterior se justifica debido a que al tener los tres chorros prácticamente las mismas velocidades la interacción en sus interfaces es pequeña.

A partir de que se mezclan los tres chorros la forma final de las curvas de velocidad axial es Gaussiana, por lo que se puede decir que se ha alcanzado la autosemejanza.

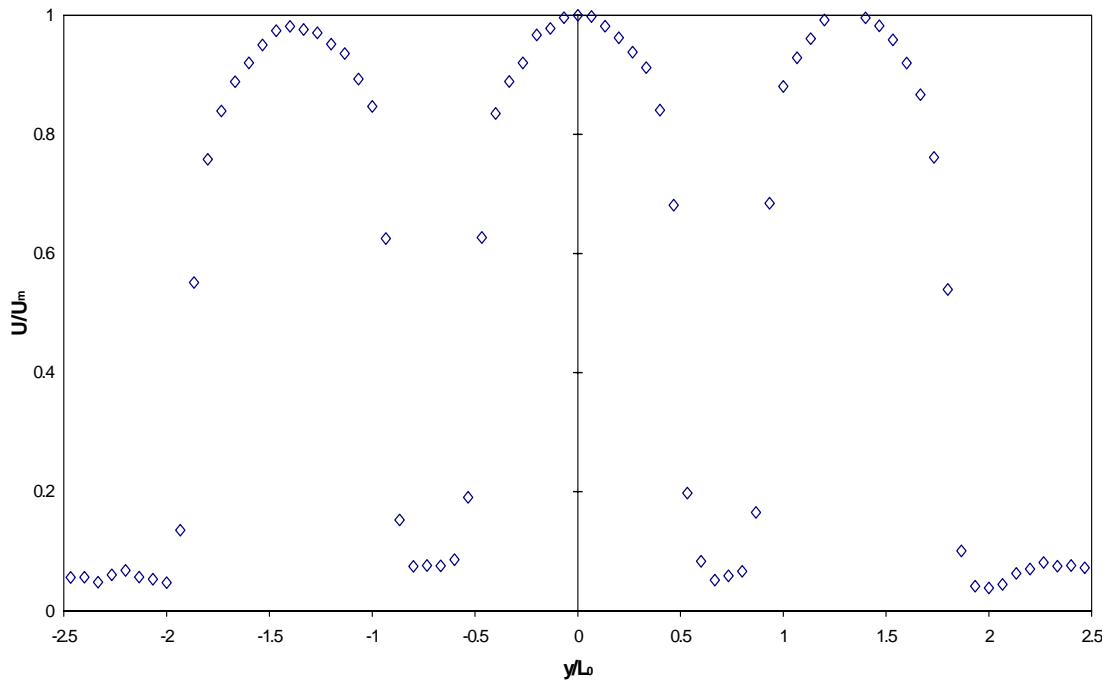


Figura 3.40: Velocidad axial normalizada en $x/L_0=0.2$.

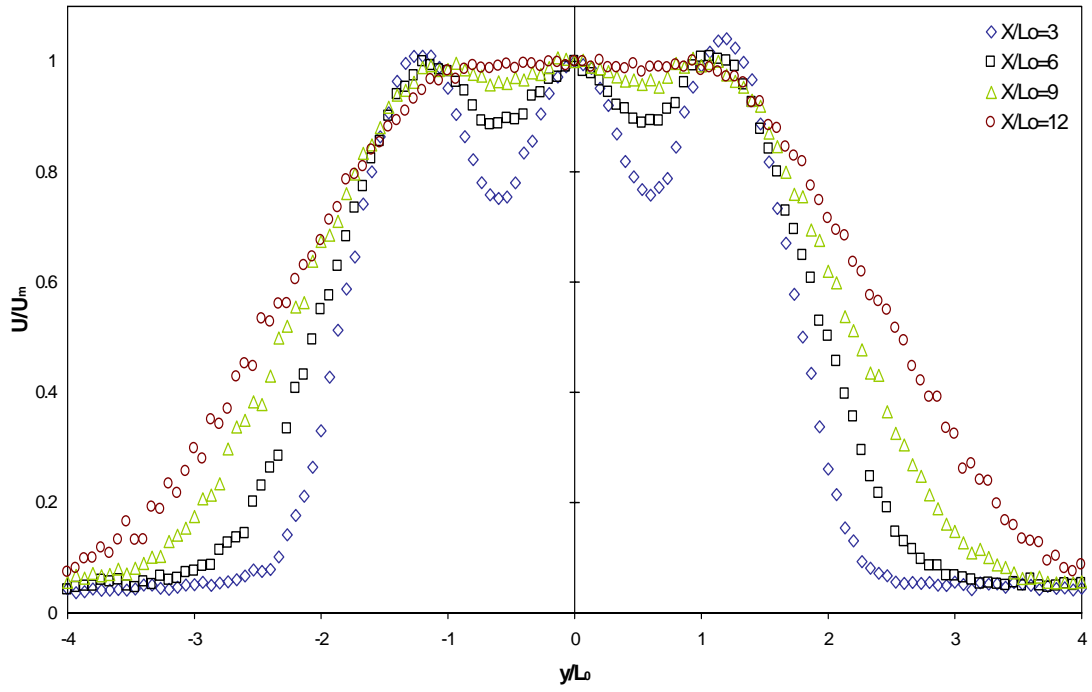


Figura 3.41: Velocidad axial normalizada.

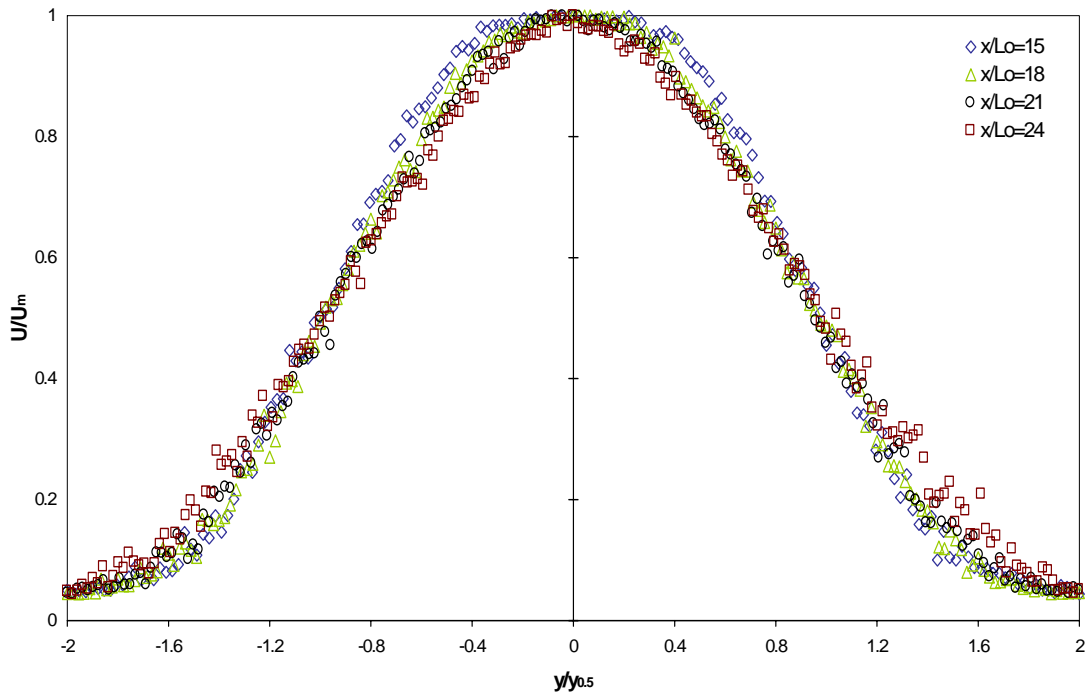


Figura 3.42: Velocidad axial normalizada.

De las Figuras 3.44 y 3.47 se puede ver que en el punto $x/L_0 = 3$, V_{rms} presentó magnitud mayor que U_{rms} , aunque en las siguientes estaciones de medición nuevamente tuvo menor magnitud siendo notorio, también en este caso, que el flujo turbulento es no isotrópico. En las Figuras 3.45 y 3.48 se puede notar una rápida tendencia de las curvas a mezclarse para formar las curvas como si se tratara de un sólo chorro (ver Figura 1.19 (b)) y prácticamente sólo en la salida, Figuras 3.43 y 3.46, se observan los cuatro picos, que fueron característica común en las primeras estaciones de medición de los dos experimentos anteriores. Además, una vez que se han mezclado los tres chorros se sigue observando que en la parte central la intensidad normal de turbulencia es menor que en la interfaz con el ambiente.

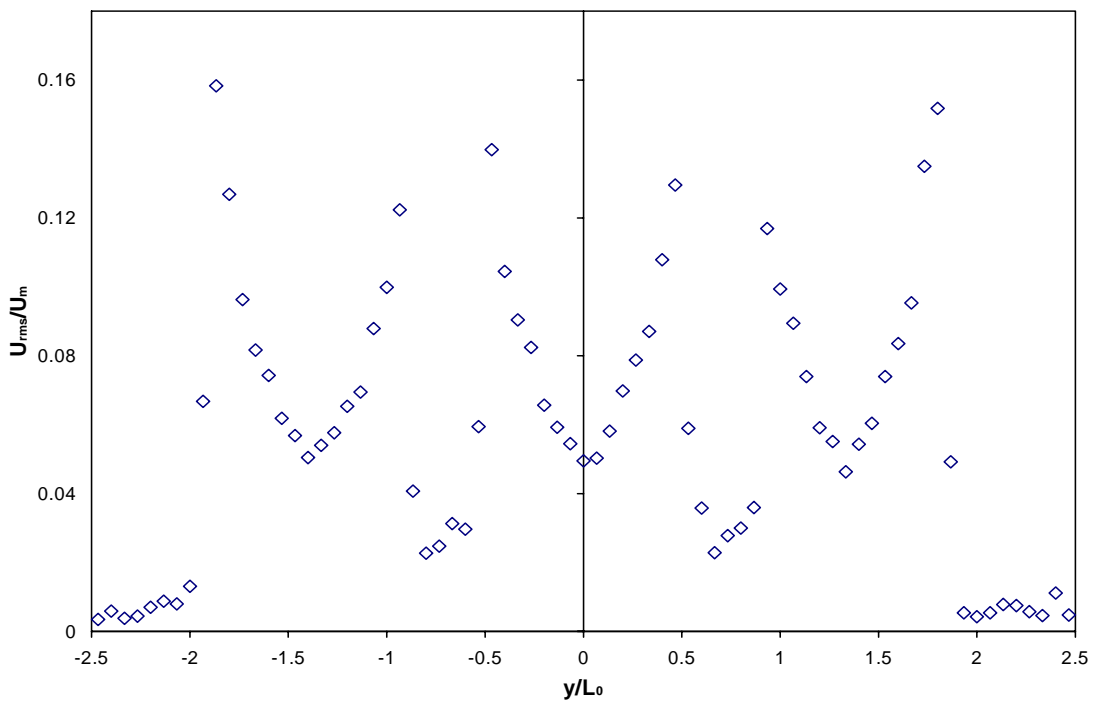


Figura 3.43: U_{rms} normalizada en $x/L_0=0.2$.

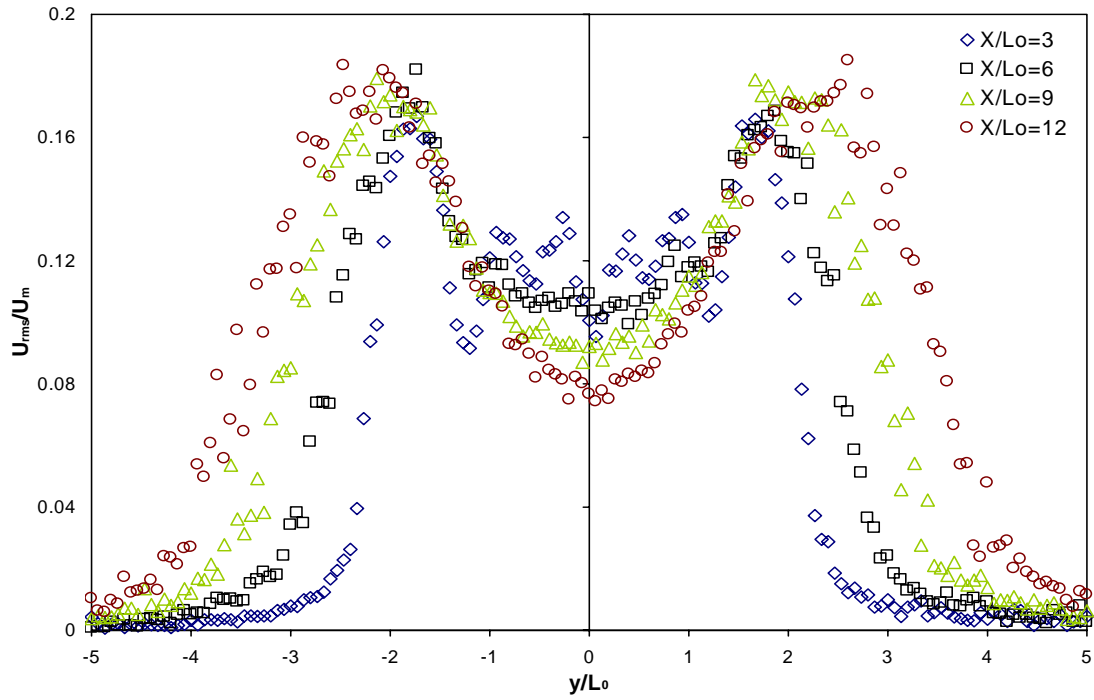


Figura 3.44: U_{rms} normalizada.

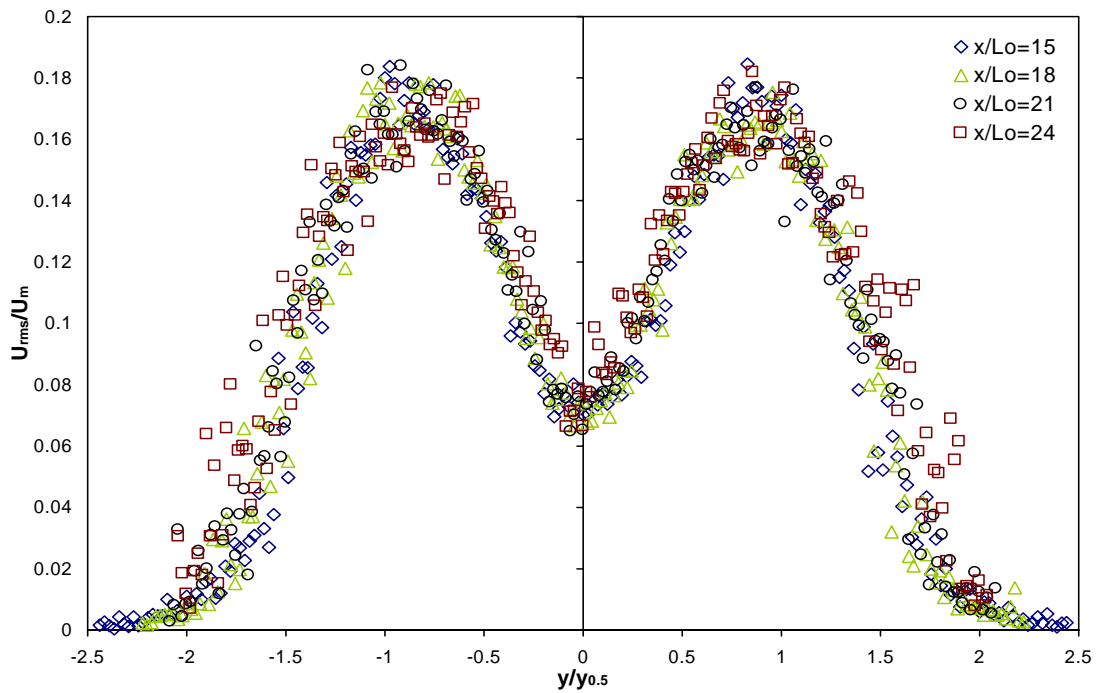


Figura 3.45: U_{rms} normalizada.

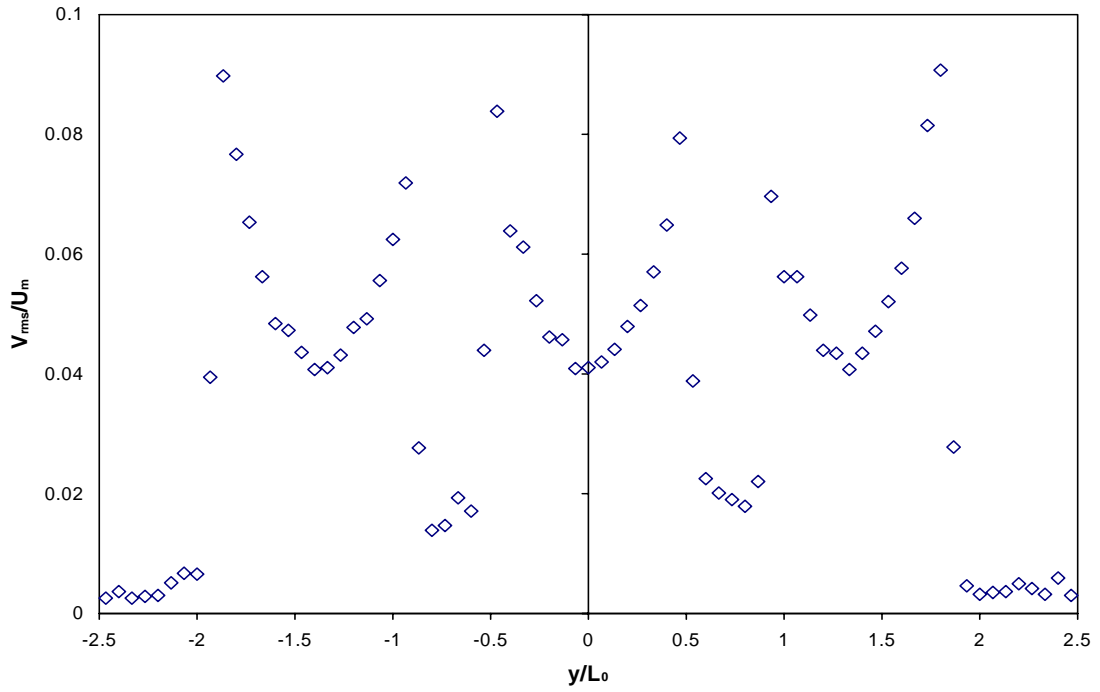


Figura 3.46: V_{rms} normalizada en $x/L_0=0.2$.

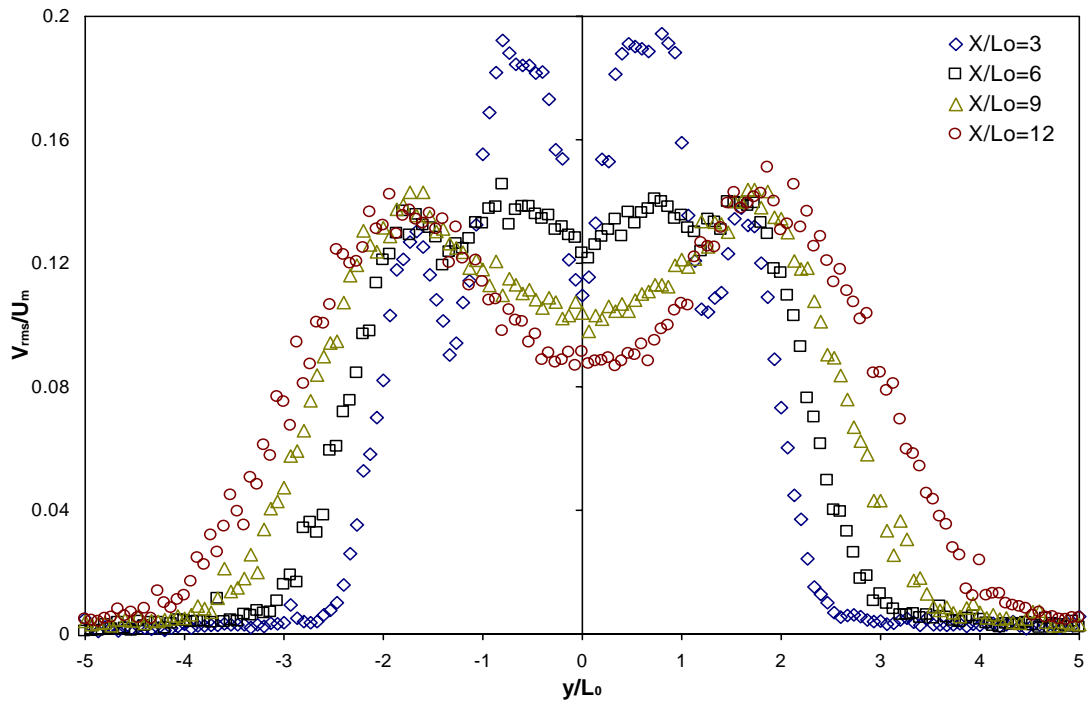


Figura 3.47: V_{rms} normalizada.

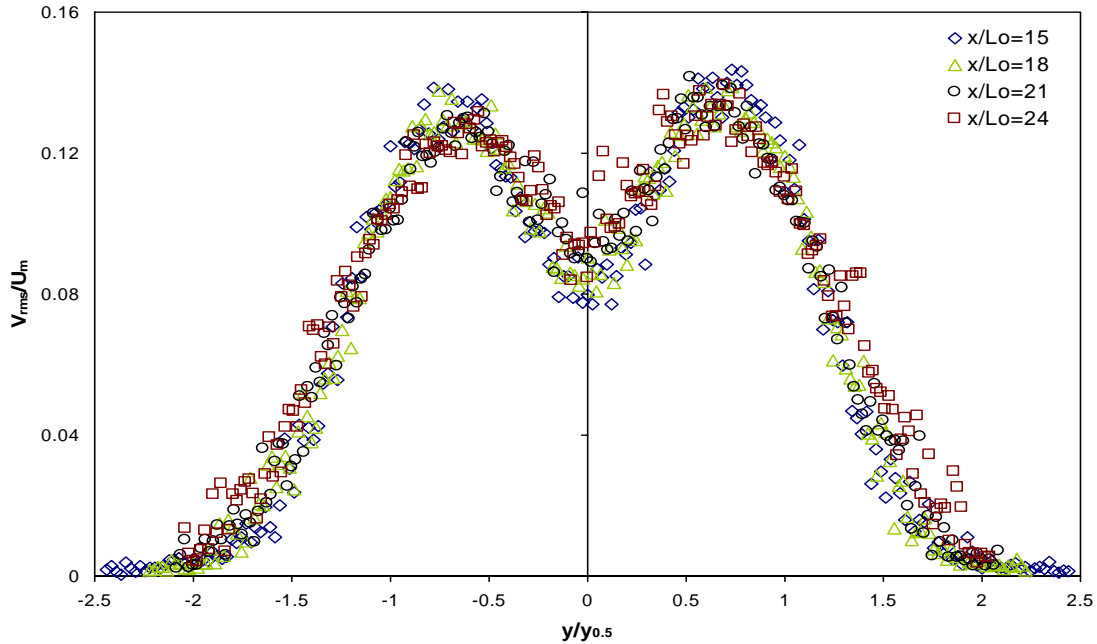


Figura 3.48: V_{rms} normalizada.

En las Figuras 3.49 y 3.50 se muestra la tendencia de la energía cinética de las fluctuaciones, la cual, como era de esperarse tiene la misma tendencia que U_{rms} y V_{rms} . A partir de $x/L_0 = 12$ (Figura 3.51) presenta un comportamiento prácticamente simétrico a ambos lados del eje del centro.

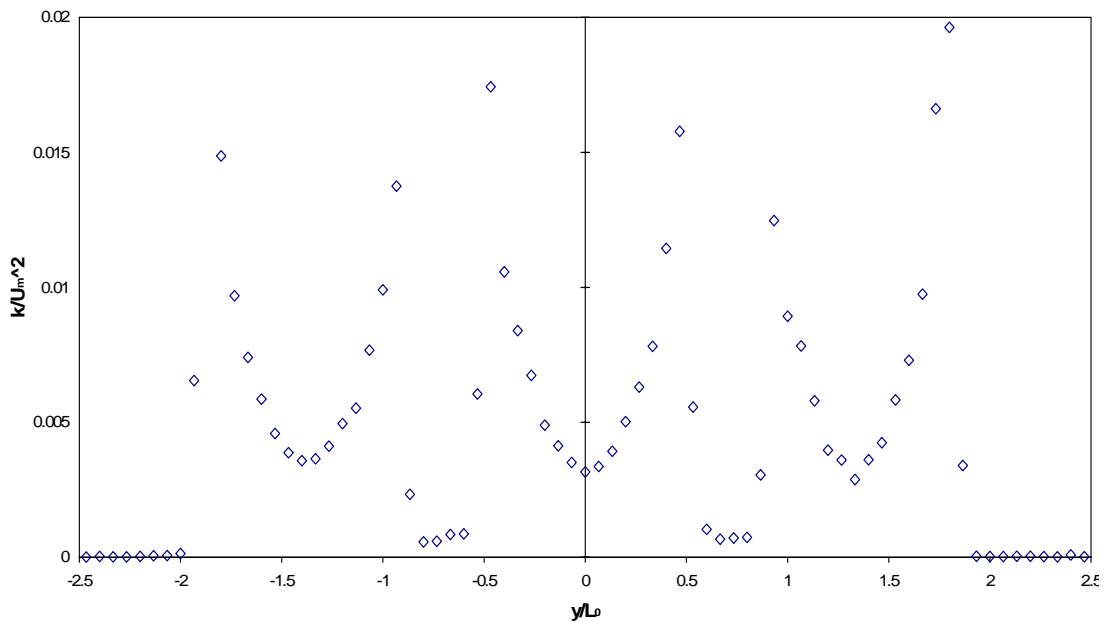


Figura 3.49: Energía cinética turbulenta normalizada en $x/L_0=0.2$.

En el caso de los esfuerzos cortantes de Reynolds, la Figura 3.52 muestra cómo interactúan cada uno de los chorros en la salida. En Figura 3.53 se puede ver claramente cómo estos esfuerzos cortantes en la interfaz de los chorros se van disipando a medida que éstos se mezclan. De la misma manera que en los dos experimentos anteriores, en la Figura 3.54 se puede ver que cuando los chorros pierden sus individualidades y forman uno sólo, se sigue teniendo esfuerzo cortante nulo en el eje central del chorro y simetría con cambio de signo en la interfaz con el ambiente.

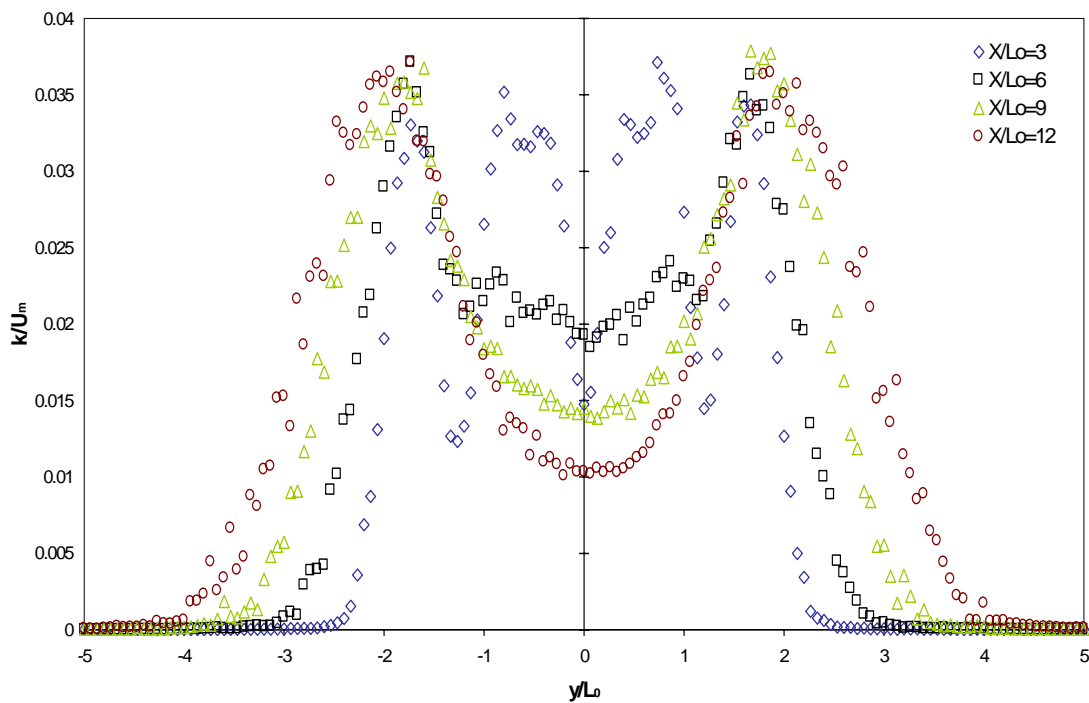


Figura 3.50: Energía cinética turbulenta normalizada.

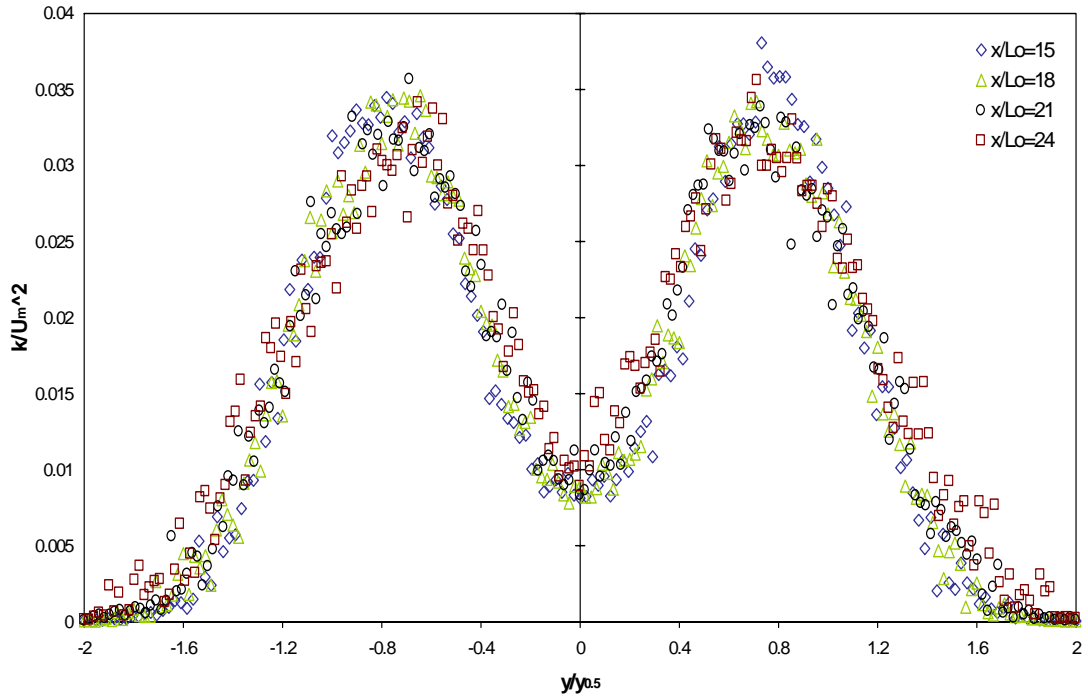


Figura 3.51: Energía cinética turbulenta normalizada.

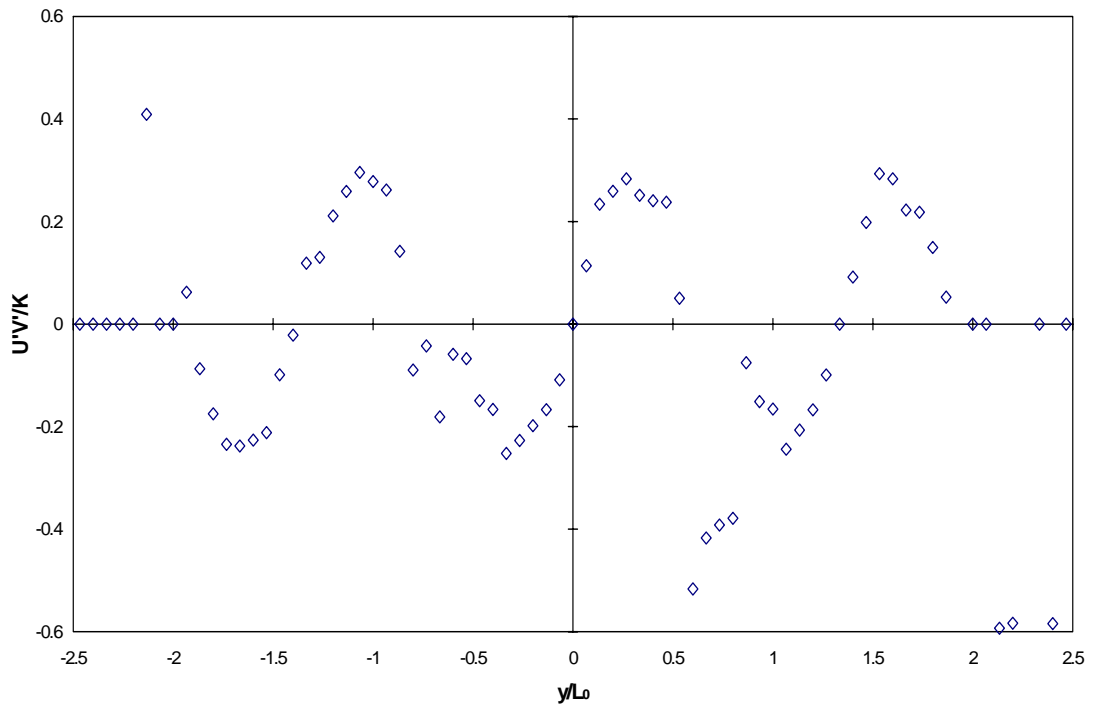


Figura 3.52: Esfuerzos cortantes de Reynolds normalizados en $x/L_0=0.2$.

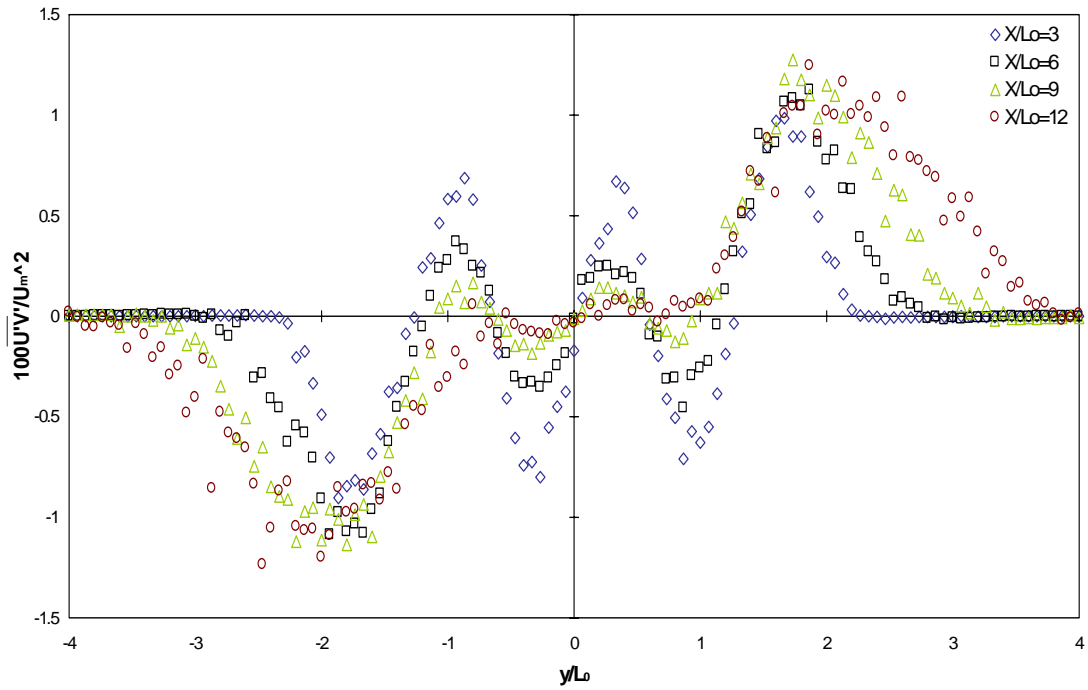


Figura 3.53: Esfuerzos cortantes de Reynolds.

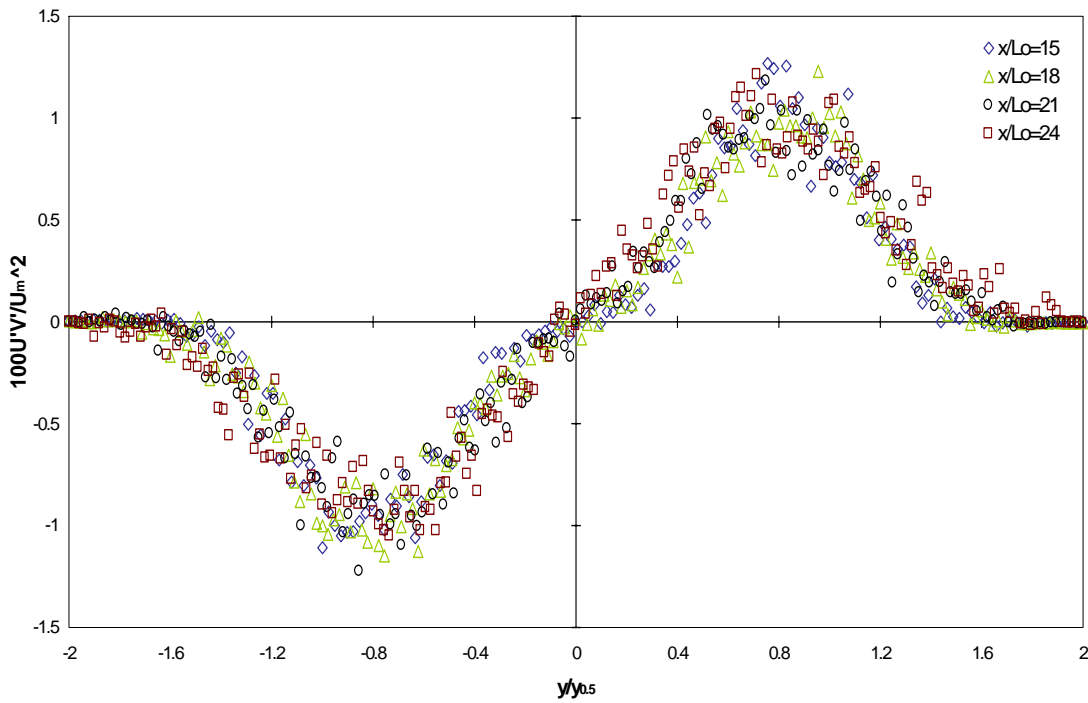


Figura 3.54: Esfuerzos cortantes de Reynolds normalizados.

Para este experimento la Figura 3.55 muestra la gráfica que define cómo es que se abre el chorro (x/L_0 vs $y_{0.5}$), la cual pierde la linealidad en el cambio del punto $x/L_0 = 21$ al punto $x/L_0 = 24$.

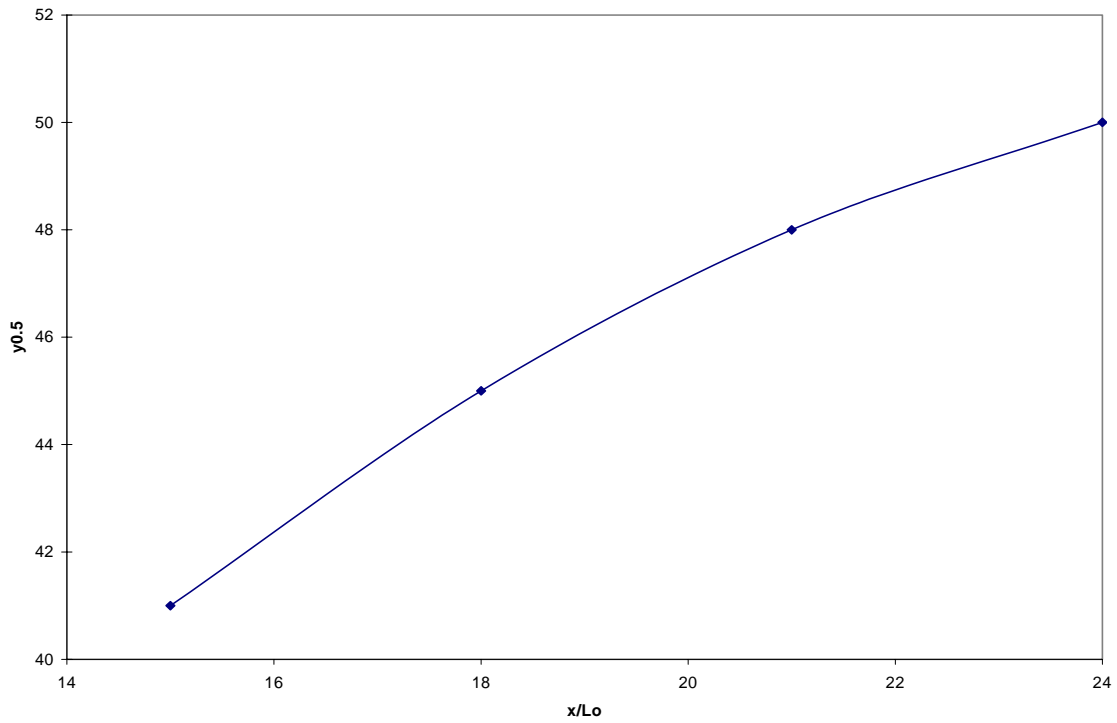


Figura 3.55: Zona de autosemejanza.

Capítulo 4

Conclusiones

En este trabajo se consideró un flujo bidimensional, con buena aproximación en z , debido a la alta relación de aspecto de los conductos. El equipo utilizado para la realización del experimento (anemómetro de hilo caliente con una sonda tipo x) permitió cumplir con los objetivos trazados desde un principio.

En la literatura se encontraron algunos trabajos que tratan el tema de tres chorros e incluso de multichorros, pero la parte innovadora de esta tesis radicó en la realización del análisis para tres diferentes razones de velocidad entre los chorros laterales y el chorro central. Los resultados muestran la variación de las cantidades estadísticas desde prácticamente la salida de los tres conductos hasta cierta distancia x/L_0 . Un punto importante en este trabajo es que para los tres experimentos se logró obtener datos aún después de haber alcanzado el mezclado total de los chorros y, gracias a eso se pudo observar la autosemejanza en las gráficas de la velocidad axial; aunque, como era de esperarse, la distancia x/L_0 en la que se alcanzó el mezclado total de los tres chorros fue diferente en los tres experimentos.

En particular, el experimento 2 presenta un comportamiento muy similar a lo reportado por Mostafa et al.[1] para la velocidad axial, la energía cinética turbulenta y los esfuerzos cortantes de Reynolds.

Carlos[4] realizó dos experimentos con velocidad del chorro central menor que la de los chorros laterales y sus resultados para los perfiles de velocidad, en el

caso $U_i/U_e = 0.5$, se mezclan prácticamente a la misma distancia x/L_0 que la de este trabajo ($x/L_0 = 24$). Con esta relación de velocidades entre chorros, aunque se presenta un buen arrastre con el ambiente en calma y entre chorros laterales y el central, lo que provoca el retraso del mezclado total es la velocidad reducida del chorro central. Para un quemador, lo anterior implica una tasa reducida en la mezcla aire-combustible (quemador de flama larga).

Para este mismo caso, se encontró que los perfiles de la raíz cuadrada de la media del cuadrado de la fluctuación en la dirección axial presentan la misma tendencia reportada por el trabajo de Carlos[4]. Lo anterior refuerza y da validez al experimento realizado.

La razón de velocidades en la que los chorros laterales tienen menor velocidad que el chorro central permitió que se lograra un mezclado más rápido, a una distancia $x/L_0 = 9$. Lo anterior implica que los chorros presentan un fuerte arrastre mutuo y con el ambiente en calma, lo que genera una mejor tasa de dispersión y favorece el mezclado de los tres chorros. Para un quemador, lo anterior debería implicar una mayor velocidad para lograr la mezcla aire-combustible (quemador de flama corta).

Para el caso en el que la velocidad de los tres chorros a la salida era prácticamente la misma se alcanzó la autosemejanza a una distancia $x/L_0 = 15$, lo que muestra un comportamiento intermedio comparado con los casos anteriores. Donde no se logró la autosemejanza fue en las gráficas que describen el comportamiento de la raíz cuadrada de la media del cuadrado de la fluctuación, U_{rms} y V_{rms} , para ninguno de los tres experimentos. Si bien en el experimento 1, $U_i/U_e = 2.0$, se nota cierta tendencia a la autosemejanza (en concordancia con las gráficas obtenidas por Lemieux[15]), para los experimentos 2 y 3 no se muestra tal comportamiento.

Como se comentó en la sección 1.3, la forma más común de evaluar la turbulencia es estimando su energía cinética, y los resultados de esta presentan el mismo comportamiento que aquellos de la raíz cuadrada de la media del cuadrado de la fluctuación, tanto axial como transversal, ya que ellos son la base para su

cálculo. Aquí nuevamente los resultados fueron semejantes a los reportados en la literatura.

Las gráficas para los esfuerzos cortantes de Reynolds concuerdan enormemente con los resultados reportados en la literatura (Mostafa[1], Lemieux[15], Elbanna[14], etc) antes y después del mezclado total de los chorros. En particular, estos resultados se utilizaron como referencia para validar el postulado de Prandtl y encontrar la viscosidad turbulenta del flujo.

4.1 Trabajo futuro

Si bien se ha dado un paso adicional en el trabajo con tres chorros rectangulares, el tema no se agota y existen trabajos a desarrollar en el futuro. La realización de tales trabajos puede implicar tantas nuevas variables como se desee, por ejemplo:

a) Se podría llevar a cabo un trabajo similar pero que implique ahora chorros con diferentes temperaturas.

b) También se podría abrir el espectro de razones de velocidad entre los chorros.

c) Se podrían diseñar otros modelos, no necesariamente rectangulares o axisimétricos.

d) Los experimentos anteriores se podrían realizar al mismo tiempo en que se desarrolle un modelo numérico, lo cual permitiría validarlo tomándose como referencia.

Nomenclatura

b	Semiancho del chorro	[m]
CO	Monóxido de carbono	[–]
CO_2	Bióxido de carbono	[–]
G_i	Momentum del chorro central	[N]
G_0	Momentum de los chorros laterales	[N]
K	Energía cinética turbulenta	[m^2/s^2]
k	Conductividad térmica	[W/mK]
k_1 y k_2	Factores de sensibilidad direccional	[–]
L_0	Ancho de cada conducto rectangular	[m]
NO_x	Óxidos de nitrógeno	[–]
q	Flujo turbulento de calor	[W/m^2]
r	Coordenada radial en flujo axisimétrico	[m]
Re	Número de Reynolds basado en L_0	[–]
SO_x	Óxidos de azufre	[–]
t_0	Tiempo de inicio	[s]
T	Intervalo de integración	[s]
$U(T)$	Campo de velocidad turbulenta	[m/s]
$\bar{U}(T)$	Campo de velocidad media	[m/s]
U	Componente axial de velocidad	[m/s]
\bar{U}	Velocidad axial media	[m/s]
U'	Fluctuación de la velocidad axial	[m/s]
U_{rms}	Intensidad de turbulencia axial	[m/s]
\bar{U}_0	Velocidad media en la salida	[m/s]
U_i	Velocidad del chorro central	[m/s]
U_e	Velocidad de los chorros exteriores	[m/s]
U_l	Velocidad de la corriente libre	[m/s]
$\overline{U'V'}$	Esfuerzos de Reynolds	[N/m^2]

V	Componente transversal de velocidad	$[m/s]$
\bar{V}	Velocidad transversal media	$[m/s]$
V'	Fluctuación de la velocidad transversal	$[m/s]$
V_{rms}	Intensidad de turbulencia transversal	$[m/s]$
w	Ancho de los conductos	$[m]$
x	Distancia axial	$[m]$
y	Distancia transversal	$[m]$
$y_{0.5}$	Punto en el que se tiene la mitad de la velocidad máxima	$[m]$
α_x	Ángulo del chorro	$[^\circ]$
ε	Ritmo de disipación de la energía cinética turbulenta	$[m/s^3]$
γ	Factor de intermitencia	$[-]$
l	Longitud de disipación turbulenta	$[m]$
ν_T	Viscosidad turbulenta	$[m^2/s]$

Referencias

- [1] A. A. Mostafa, M. M. Khalifa, E. A. Shabana, *Experimental and Numerical Investigation of Multiple Rectangular Jets*, Exp. Therm. and Fluid Science 21 (2000) 171-178.
- [2] F. M. White, *Viscous Fluid Flow*, 2nd. Ed., Mc. Graw Hill Inc., 1991.
- [3] G. N. Abramovich, *The Theory of Turbulent Jets.*, The M.I.T. Press, 1963.
- [4] J. C. Serrano, *Aerodinámica de Chorros Planos Paralelos en Coflujo*, Tesis, 2003.
- [5] J. M. Beer, N. A. Chigier, *Combustion Aerodynamics*, Applied Science Publishers LTD, 1972.
- [6] J. Wang, G. H. Priestman, D. Wu, *An Analytical Solution for Incompressible Flow Through Parallel Multiple Jets*, Journal of Fluids Eng. 123 (2001), Issue 2, 407-410.
- [7] S. B. Pope, *An Explanation of the Turbulent Round-Jet/Plane-Jet Anomaly*, AIAA J. 16 (3) (1978) pp. 279-281.
- [8] S. Y. F. Shimoda, T. Jotaki, *Hot Wire Measurement in the interacting Two Plane Parallel Jets*, AIChE J. 25(4)(1979), pp. 676-685.
- [9] Marsters G. F., *Interaction of Two Plane Parallel Jets*, AIAA J. 15 (1977) PP. 1756-1762.
- [10] P. J. Mullinger, N. Smith, G.J. Nathan, *Similarities and Differences in the Mixing Characteristics of Multiple Rectangular Jets and Cylindrical Jets*, Univ. of Adelaide, paper #330, 2003.
- [11] A. Krothapalli, D. Baganoff, K. Karamcheti, *Development and Structure of a Rectangular Jet in a Multiple Jet Configuration*, AIAA J. 18 (8) (1980) pp. 945-950.
- [12] E. W. Grandmaison, N. L. Zettler, *Turbulent Mixing in Coflowing Plane Jets*, Can. J. Chem. Eng. 67(1989) pp.889-897.
- [13] E. W. Grandmaison, *Mixing Indices in Coflowing Plane Jets: High Momentum Conditions*, Can. J. Chem. Eng. 67(1989) pp.898-905.
- [14] H. Elbanna, S. Gahin, M. I. I. Rashed, *Investigation of Two Plane Parallel Jets*, AIAA J. 21(7) (1983) pp. 986-991.
- [15] G. P. Lemieux, P. H. Oosthuizen, *Experimental Study of the Behavior of Plane Turbulent Jets at Low Reynolds Numbers*, AIAA J. 23(12) (1985) pp. 1845-1846.
- [16] Y. F. Lin, M. J. Sheu, *Investigation of Two Plane Parallel Unventilated Jets*, Exp. in Fluids 10(1)(1990) pp. 17-22.
- [17] A. M. Falcone, J.C. Cataldo, *Entrainment Velocity in an Axisymmetric Turbulent Jet*, Journal of Fluids Eng. 125(4)(2003) pp. 620-627.
- [18] S. Gaskin, I. R. Wood, *The Axisymmetric and the Plane Jet in a Coflow*, Journal of Hydraulic Research 39(4)(2001) pp. 1-8.