



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

FACULTAD DE INGENIERÍA

ESTUDIO DE LA TRANSICIÓN EN UN CHORRO DE  
PARED PLANO

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:  
INGENIERO MECÁNICO

PRESENTA:  
ESCALANTE CAMARGO MAURICIO IVÁN

DIRECTOR DE TESIS:  
FRANCISCO JAVIER SOLORIO ORDAZ



MÉXICO, D.F.

2009



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**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.

## ÍNDICE

<b>NOMENCLATURA</b>	4
<b>INTRODUCCIÓN</b>	6
<b>1. CAPÍTULO I ANTECEDENTES</b>	8
1.1 GENERALIDADES DEL CHORRO DE PARED PLANO	8
1.2 PRINCIPALES RESULTADOS TEORICOS EN CHORROS DE PARED	9
1.3 PRINCIPALES RESULTADOS EXPERIMENTALES EN CHORROS DE PARED	10
1.4 CHORRO DE PARED EN LA TRANSICIÓN	14
<b>2. CAPÍTULO II DESCRIPCIÓN DEL EXPERIMENTO</b>	18
2.1 DISPOSITIVO EXPERIMENTAL	18
2.2 EQUIPOS UTILIZADOS	20
2.3 CONDICIONES DE EXPERIMENTACIÓN	23
2.4 DESARROLLO DE LOS EXPERIMENTOS	23
2.4.1 ESTUDIO CUALITATIVO DE LOS REGIMENES DE FLUJO EN UN CHORRO DE PARED	23
2.4.2 ESTUDIO CUALITATIVO DEL DESARROLLO DE LOS VÓRTICES EN LA TRANSICIÓN	24
2.4.3 ESTUDIO CUALITATIVO DEL COMPORTAMIENTO DEL CHORRO DE PARED PARA DIFERENTES PLANOS TRANSVERSALES	24
2.4.4 MEDICIONES DE LOS PERFILES DE VELOCIDAD PROMEDIO Y TURBULENTO	24
<b>3. CAPÍTULO III RESULTADOS</b>	25
3.1 ESTUDIO CUALITATIVO DE LOS REGIMENES DE FLUJO EN UN CHORRO DE PARED	25
3.2 ESTUDIO CUALITATIVO DEL DESARROLLO DE LOS VÓRTICES EN LA TRANSICIÓN	32
3.3 ESTUDIO CUALITATIVO DEL COMPORTAMIENTO DEL CHORRO DE PARED PARA DIFERENTES PLANOS TRANSVERSALES	39
3.4 MEDICIONES DE LOS PERFILES DE VELOCIDADES PROMEDIOS Y TURBULENTOS	44
<b>4. CAPÍTULO IV CONCLUSIONES</b>	51
<b>REFERENCIAS</b>	53

## NOMENCLATURA

Símbolo	Definición
a	$\Delta U = c_3 * x_s^a$
c <sub>1</sub> ,c <sub>2</sub> ,c <sub>3</sub> c <sub>4</sub>	constante
e	excentricidad del orificio, e = altura del orificio / longitud del orificio
h	altura de la boquilla
J	flujo de momentum cinemático, $J=U_j^2*h$
k	$k = - ( 1 + U_m / \delta_1 * d\delta_1/dU_m)$
L	longitud de la “ boquilla de canal”
Re	número de Reynolds basado en la velocidad máxima en la salida, $Re = U_{me} * h / \nu$
Re <sub>j</sub>	número de Reynolds basado en la velocidad promedio en la salida de la boquilla, $Re_j = U_j * h / \nu$
U <sub>e</sub>	velocidad del fluido del ambiente
U <sub>j</sub>	velocidad promedio del chorro en la salida de la boquilla
U <sub>m</sub>	velocidad máxima en el perfil de velocidad promedio
U <sub>me</sub>	velocidad máxima en el perfil de velocidad promedio en la salida
U <sub>o</sub>	$U_m - U_e$
v <sup>*</sup>	velocidad de fricción, $(\tau_w / \rho)^{1/2}$
W	ancho de la boquilla
x	coordenada axial
x <sub>s</sub>	$= x / ( 1 + U_e / [(1 - a) * \Delta U_m])$
x <sub>0</sub>	origen virtual

$y$	coordenada normal
$y_m$	la distancia de la pared al punto de velocidad máximo ( $U_m$ )
$y_s$	la distancia de la pared al punto de esfuerzo cortante nulo
$y_0$	$y_{1/2} - y_m$
$y_{1/2}$	la distancia de la pared al punto en la capa externa en donde la velocidad vale la mitad de $U_m$
$y^+$	$= y^* v^* / \nu$
$z$	coordenada transversal

#### Griegas

$\alpha$	$= (1+k)^{-1}$
$\beta$	razón entre la velocidad de la corriente libre y la velocidad del chorro.
$\delta$	espesor de la capa limite, definido como la distancia desde la pared hasta el punto en la región externa en donde la velocidad es la mitad de la velocidad máxima.
$\delta_1$	la distancia desde la pared hasta el punto de máxima velocidad
$\nu$	viscosidad cinemática
$\rho$	densidad
$\tau$	esfuerzo cortante
$\tau_w$	esfuerzo cortante en la pared
$\xi$	$x^* J / \nu^2$
$\Delta U$	$= (U(x) - U_e)$
$\Delta U_m$	$= (U_m - U_e)$

## **INTRODUCCIÓN:**

### **IMPORTANCIA Y APLICACIONES**

El término "chorro de pared" fue introducido por Glauert [1] para describir al flujo que se desarrolla cuando un chorro, que consiste del mismo fluido que el de sus alrededores, interactúa con una superficie plana y se expande sobre ella. En general se presentan dos casos: el chorro de pared plano y el radial. El chorro de pared plano se logra al pasar un fluido dentro de una pequeña ranura rectangular, inmediatamente después de la salida de la ranura el flujo entra en contacto con una pared plana, de tal forma que el flujo saliente y la pared son tangenciales. El chorro de pared radial se obtiene mediante una ranura circunferencial que produce un flujo que se expande radialmente sobre la superficie plana.

Los diferentes tipos de chorro de pared tienen una gran variedad de aplicaciones, tales como: en el control del levantamiento de la capa límite en perfiles haciendo uso de su tendencia a adherirse a la superficie; como película de enfriamiento (principalmente en los alabes de las turbinas y cámara de combustión), en el enfriamiento de componentes electrónicos, en los parabrisas de los automóviles, en el proceso de templado de vidrios por aire caliente soplando sobre la superficie, en el secado de papel, en el calentamiento de lingotes de metal y en el de metales recocidos, en la pintura en sprays, en la movilización de sedimentos, entre otras.

Aunque casi todas las aplicaciones son en régimen turbulento, existen algunas (enfriamiento efectivo) en las cuales es necesaria una localización controlable de la transición a la turbulencia, esto se puede lograr con calentamiento o enfriamiento, succión o inyección. Pero es indispensable entender el régimen transitorio en condiciones naturales, para tener un mejor entendimiento del fenómeno.

El chorro de pared tiene un perfil de velocidades que comparte las propiedades de la capa límite en una placa plana y las del chorro libre, por lo cual la interacción entre las dos regiones en la estabilidad hidrodinámica del flujo lo hace un fenómeno interesante. La transición en un chorro libre ("free shear layer") y en la capa límite en una placa plana, tienen características muy diferentes, con lo cual, la transición en chorro de pared nos da la oportunidad de poder estudiar un fenómeno en donde estos procesos de transición tan diferente interactúan para formar un comportamiento aun más complejo.

## **OBJETIVOS DE LA TESIS**

Estudio cualitativo de la transición en un chorro de pared plano en un medio ambiente controlado, mediante la visualización para identificar los principales patrones del flujo.

Medición de la velocidad mediante el anemómetro de hilo caliente en las zonas de flujo laminar, en transición y turbulenta.

## **ORGANIZACIÓN DE LA TESIS**

Esta tesis es el primer acercamiento dentro de una serie de estudios que se realizarán sobre el flujo denominado chorro de pared. La organización de la tesis es la siguiente: El capítulo I se divide en cuatro secciones, en la primera se presentan las generalidades del chorro de pared, en la segunda se presenta los principales resultados teóricos, en la siguiente sección se muestra los resultados experimentales más sobre salientes, y en la última sección se muestra la información más importante habida en la literatura sobre la transición en el chorro de pared plano. El capítulo II se divide en cuatro secciones, en la primera se describe el dispositivo experimental, en la segunda se detallan las características de los equipos utilizados, en la tercera se especifican las condiciones de la experimentación, y en la última sección se describen tanto del procedimiento seguido para el desarrollo de los diferentes experimentos como el objetivo de cada experimento. En el capítulo III se dan los resultados obtenidos para cada experimento. En el capítulo IV se presentan las conclusiones generales de la tesis.

# CAPÍTULO I ANTECEDENTES

## 1.1 GENERALIDADES DEL CHORRO DE PARED PLANO

En el chorro de pared se conjuntan e interactúan dos tipos de perfiles de velocidades para crear un nuevo perfil, estos perfiles son: capa limite en una placa plana y capa de cortante en un chorro libre. El nuevo flujo aparte de tener algunas características de capa limite y de chorro libre, también tiene sus propias características. Por lo tanto, el chorro de pared se puede estudiar como dos regiones diferentes, una región interna (con características parecidas a una capa limite en una placa plana) que se define como la porción del campo de flujo entre la superficie y el punto de máxima velocidad, y una región externa (con estructuras similares a un chorro libre) que se define como la porción restante del campo de flujo (Figura 1.1). Estas dos regiones se da tanto en régimen laminar como en régimen turbulento y en su transición. Otro parámetro importante para caracterizar al chorro de pared es el espesor de la capa limite, definido como la distancia desde la pared hasta el punto en la región externa en donde la velocidad es la mitad de la velocidad máxima.

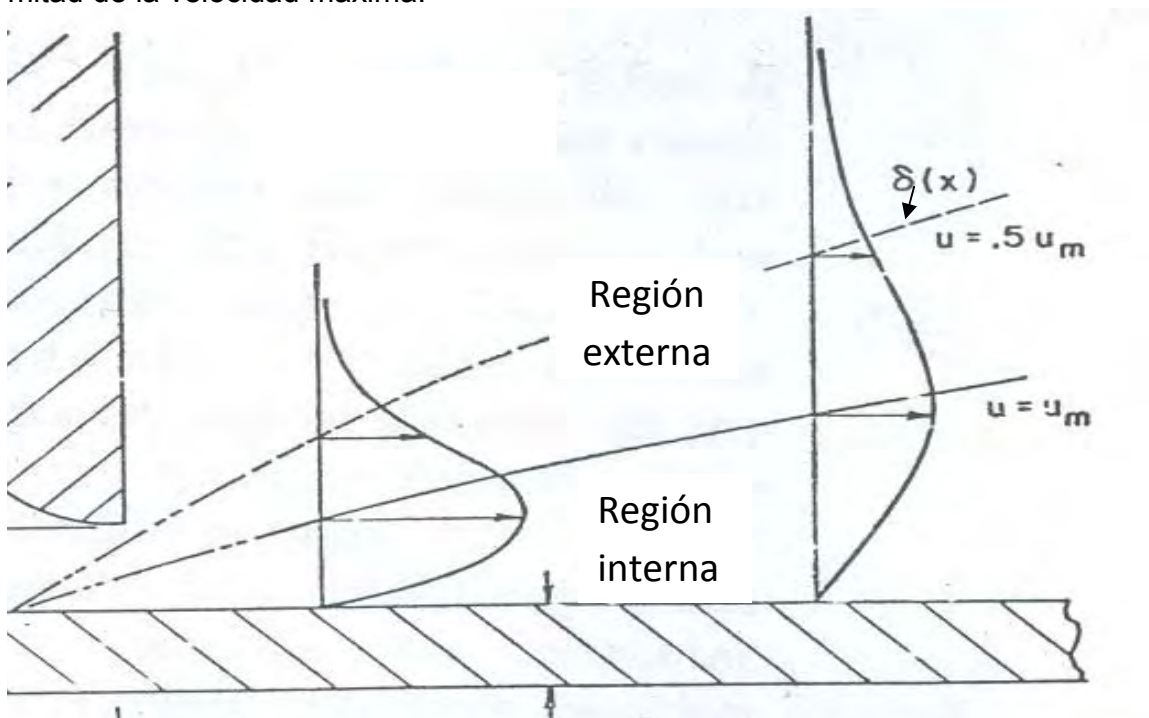


Figura 1.1. Definición del espesor de la capa limite.

El chorro de pared después de una región de desarrollo presenta una región de semejanza, es decir, al adimensionalizar adecuadamente los perfiles de velocidad, estos caen sobre la misma curva, esto se da tanto para el perfil promedio como el fluctuante.



## 1.2 PRINCIPALES RESULTADOS TEORICOS EN CHORROS DE PARED

Despreciando la compresibilidad, Glauert [1] estudió analíticamente la distribución de velocidad en un chorro de pared plano y radial, en régimen laminar y turbulento. Para flujo laminar encontró una solución exacta de la ecuación de capa límite en forma de una solución de semejanza. Obtuvo los exponentes de semejanza para la velocidad máxima ( $U_m$ ) y el espesor de la capa límite ( $\delta$ ), también mostró que una distancia en la dirección de la corriente (origen virtual) puede ser añadida sin alterar la solución. El origen virtual es la ubicación en la cual virtualmente surge la capa límite; este origen virtual generalmente se encuentra aguas arriba de la salida de la boquilla (Figura 1.2).

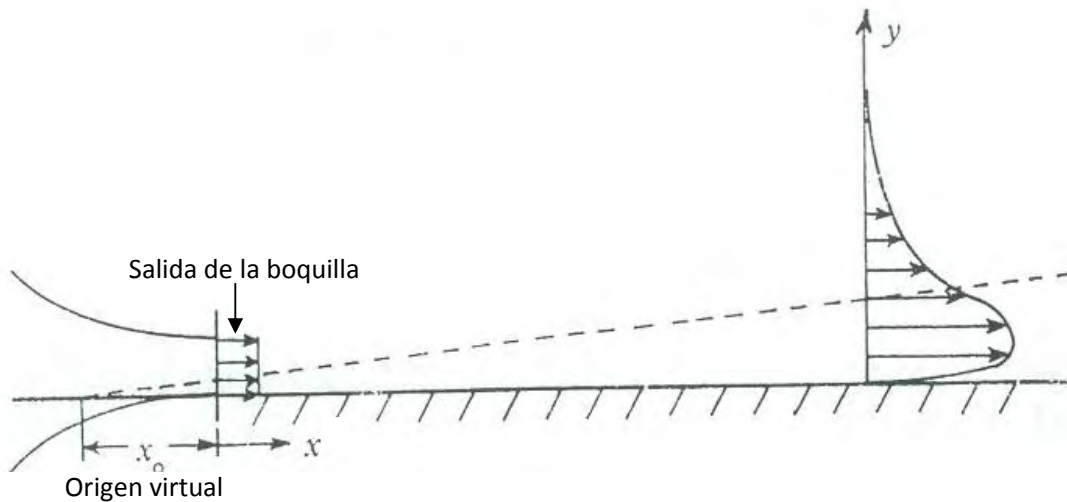


Figura 1.2 El origen virtual

N. Riley [2] realizó un estudio analítico sobre el efecto de la compresibilidad en un chorro de pared radial y laminar. Llegó a la conclusión de que un decremento de densidad (correspondiente a un incremento de la temperatura) causa un ensanchamiento del chorro de pared y un incremento de densidad causa un estrechamiento. Obtuvo que para  $Prandtl = 1$  la energía es constante, el decremento de velocidad es balanceado con un incremento de temperatura, para  $Prandtl = 0.72$  el balance de energía no se mantiene. La forma del perfil de velocidad cambia con el desarrollo del chorro de pared, y solo cuando los efectos del calentamiento viscoso y el añadir calor han llegado a ser despreciables, se logra la semejanza geométrica.

Fox y Steiger [3] analizaron teóricamente el efecto que ocasiona en un chorro de pared la succión y la inyección. El análisis lo realizaron bajo condiciones correspondientes a flujos semejantes, con lo cual el problema se reduce a un problema de eigenvalores. La solución de las ecuaciones se logró con integración numérica con el método de Runge-Kutta. Al incrementar la succión el chorro se acerca más a la pared y el perfil se comprime, se logra el efecto contrario al aumentar la inyección. También se encontró que la fricción en la superficie decrece al incrementar la tasa de succión.

Katz, Horev y Wygnanski [4] estudiaron teórica y experimentalmente los efectos de una excitación bidimensional externa a un chorro de pared plano, turbulento y sin corriente externa. La distribución de velocidad promedio fue casi idéntica sin tomar en cuenta el método para crear las perturbaciones (uno global, impuesto a todo el chorro por fluctuaciones de presión y el otro impuesto a la “capa cortante” mediante un pequeño agitador unido a la parte externa del reborde de la boquilla). La tasa de expansión se incrementa ligeramente debido a la excitación y la tasa de decaimiento de la velocidad máxima se aumenta para  $Re_j$  más bajos gracias a las excitaciones externas. Para el perfil de velocidad es más significativo el efecto de  $R_j$  que la excitación externa. Con los nuevos factores de escala (ver [5]) se logra una independencia de  $Re_j$ . Aun para bajos niveles de la perturbación forzada resulta una reducción del esfuerzo cortante en la pared, con una reducción del arrastre para bajas frecuencias. No hay diferencias significativas en el nivel o en la distribución de la componente longitudinal de las velocidades fluctuantes debido a las excitaciones externas. Las perturbaciones externas reducen las intensidades turbulentas en la vecindad de la superficie. También se hace un análisis teórico muy completo de la estabilidad lineal. Se habla de las posibles relaciones entre las estructuras coherentes y los modos predominantes de inestabilidad. La excitación externa aumentó la bidimensionalidad y la periodicidad del movimiento coherente.

### **1.3 PRINCIPALES RESULTADOS EXPERIMENTALES EN CHORROS DE PARED**

Bakke [6] hizo una investigación experimental de un chorro de pared radial (aire) y turbulento. Las mediciones se hicieron con un tubo de Pitot, la zona de estudio fue de 143 a 303 mm medidos desde la boquilla de. Los datos arrojaron como resultados que los perfiles de velocidad si son semejantes en el rango estudiado y muy parecidos a los perfiles predichos por la teoría de Glauert [1], y las relaciones de potencia obtenida con mínimos cuadrados se asemejan a los valores teóricos: experimental:  $\delta \sim x^{.94}$  y  $U_m \sim x^{-1.12}$ , teórico:  $\delta \sim x^{1.02}$  y  $U_m \sim x^{-1.14}$ .

Schwarz y Cosart [7] estudiaron experimentalmente un chorro de pared plano turbulento e incompresible. Obtuvieron de las mediciones perfiles de semejanza (para la  $U_m$  y  $\delta$ ) para el rango de estudio que va de 1.5 a 5.5 pies, y con diferentes

velocidades de salida ( $U_j$ ). El rango del número de Reynolds es de 22 000 a 106 000. Los resultados experimentales que obtuvieron son  $\bar{U}_m / U_j = 5.395 \cdot (x / h + 11.2)^{-0.555}$  y  $\delta / h = 0.678 \cdot (x / h + 11.2)$ . El autor concluye que la amplia diferencia entre los resultados experimentales y los teóricos realizados por otros investigadores, se debe al considerar la capa interna del chorro de pared análoga a la capa límite turbulenta.

Kruka y Eskinazi [8] hicieron un estudio experimental de un chorro de pared plano (aire) bajo un movimiento uniforme de la corriente libre. Se obtienen perfiles de semejanza para las capa interna y externa (se necesitan diferentes parámetros para escalar los perfiles de velocidad en la capa interna y externa), se encuentra que el parámetro que sirve para la comparación de todos los valores de  $\beta$  (la razón entre la velocidad de la corriente libre y la velocidad del chorro) es la distancia  $x_s$  (ver la nomenclatura). Para la capa interna  $\delta_1 = c \cdot x$  y  $U_m = c_1 \cdot x^{-\alpha}$  y para la capa externa  $\Delta U = c_3 \cdot x_s^a$  y  $\delta - \delta_1 = c_4 \cdot x_s$ .

Chao y Sandborn [9] realizan una evaluación de la ecuación de movimiento para un chorro de pared radial y turbulento. El objetivo de su experimento fue determinar la magnitud de los términos de la ecuación de movimiento y conservación de masa. Se obtuvo el perfil de velocidad radial y vertical, los cuales son utilizados para determinar la conservación de masa (solo se trabaja en la región interna). Para la presión obtuvieron que es considerable su variación con respecto a la dirección radial y vertical (lo cual es muy diferente al tipo de perfil obtenido para capa límite). Se evaluó  $(\bar{u}^2)^{1/2}$ ,  $(\bar{v}^2)^{1/2}$  y  $(\bar{w}^2)^{1/2}$  con un anemómetro de hilo caliente de dos componentes. El único término que resultó despreciable por tener un valor menor a la incertidumbre experimental es  $V(\partial U / \partial y)$ . Con esto mostró que un chorro de pared es más complicado que los demás flujos cortantes y que la ecuación de movimiento vertical y radial no puede tratarse como ecuaciones independientes (Figura 1.3).

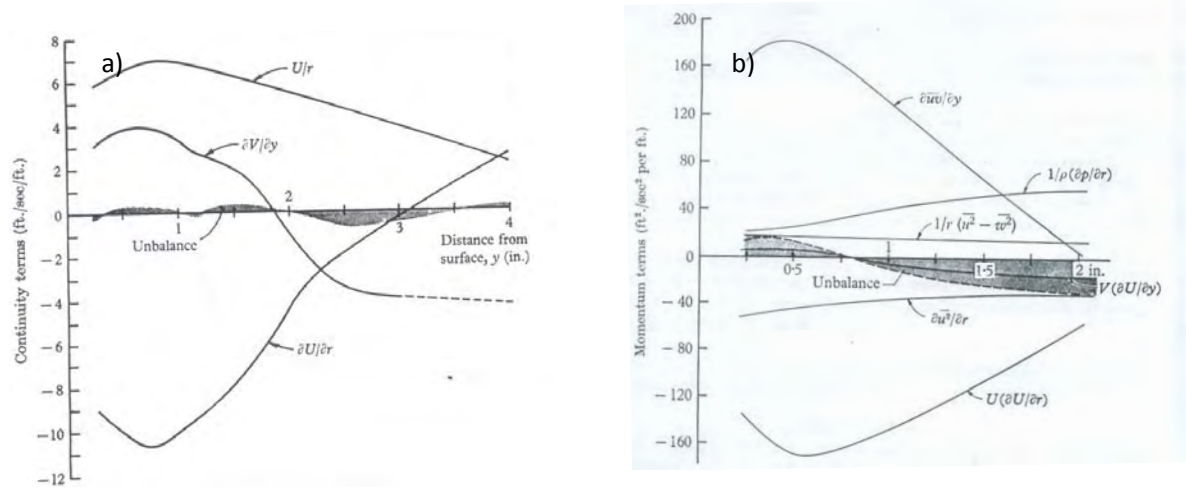


Figura 1.3 a) conservación de masa, b) conservación de cantidad de movimiento

Sforza y Herbst [10] estudiaron experimentalmente las propiedades promedio de un chorro turbulento, tridimensional, incompresible (aire), plano y con un fluido ambiente quieto (Figura 1.4). Los experimentos se desarrollaron con las mismas características de flujo, solo se cambia la excentricidad del orificio ( $e = \text{altura del orificio} / \text{longitud del orificio}$ , pero la área de salida sigue siendo la misma ( $0.1 \text{ in}^2$ ). Se estudian principalmente cuatro valores de  $e$ : 0.025, 0.05, .1, 1. Si  $e$  es menor o igual a la unidad, puede ser caracterizado por tres regiones distintas en termino del decaimiento de la velocidad máxima, las cuales son:

Núcleo potencial (PC). El flujo es caracterizado por una velocidad máxima constante la cual es igual o muy cercana a la velocidad de salida del chorro.

Región de decaimiento característico (CD). El exponente que caracteriza al decaimiento de la velocidad máxima es constante. En esta región el efecto del orificio es importante, por tanto el exponente es función de la forma del orificio.

Región de decaimiento radial (RD): En esta región el flujo se olvida de las condiciones del orificio. El decaimiento de la velocidad máxima es la misma que un chorro de pared radial.

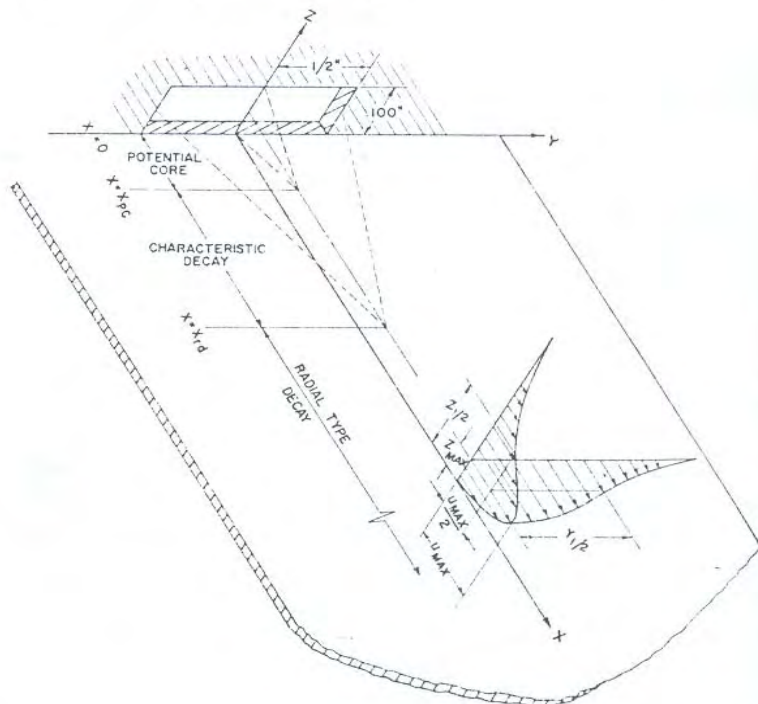


Figura 1.4. Se muestran las tres regiones del decaimiento de la velocidad

H. P. A. H. Irwin [11] analiza experimentalmente un chorro de pared plano (aire) sobre un gradiente de presión positivo. El gradiente de presión lo manipuló con la variación de la posición de unas tablitas localizadas en la parte superior del túnel

de viento y con una placa perforada que colocó al final del túnel. La relación entre la máxima velocidad y la velocidad de la corriente libre que trabajó es de 2.65. Las mediciones lo realizó en el rango de  $60 < x/h < 260$ , en donde tanto los perfiles de velocidad fluctuantes como promedio alcanzaron un estado de auto semejanza. Se observa que el gradiente de presión tiene poca influencia en la fricción en la superficie, el punto de esfuerzo cortante nulo fue encontrado siempre más cerca a la pared que el punto de máxima velocidad, lo cual es el mismo caso para chorro de pared en aire quieto (el efecto contrario sucede para gradientes de presión negativos). El valor de la tasa de disipación y la producción de energía cinética turbulenta fueron casi iguales, excepto en la cercanía de la máxima velocidad. La ley logarítmica de la pared concuerda muy bien con los resultados experimentales obtenidos para este chorro de pared en la región entre  $30 < y^+ < 150$ .

Dakos, Verriopoulos y Gibson [12] estudia experimentalmente tanto un chorro de pared (aire) plano como sobre una superficie convexa suavemente curvada (ambas se calientan), y ambiente en movimiento,  $U_e / U_j = 0.57$ , el rango de medición es  $46 < x < 102$  cm. Para el chorro de pared en una superficie curva es más rápido el incremento de la expansión ( $y_m$ ), que para un chorro de pared plano. El punto  $y_s$  (la distancia de la pared al punto de esfuerzo cortante nulo) el cual es cerca de  $0.95y_m$  para un chorro de pared plano, resulta más cercano a la pared para un chorro de pared curvo ( $0.7y_m$ ). El punto de flujo de calor nulo casi coincide con  $y_s$  en ambos flujos y es mas interno en la pared curvada. Para la pared curva el número de Stanton es más chico que para una pared plana. El perfil de temperatura adimensional muestra tendencia a plegarse a una sola curva. Los esfuerzos cortantes turbulentos en el chorro de pared curva se incrementan sustancialmente en la desestabilizada capa externa y se reducen en la capa de pared estabilizada. El efecto directo de la curvatura en la producción de energía turbulenta es más apreciable a  $0.8y_{1/2}$  en la capa externa, en donde los esfuerzos cortantes son más grandes. Los perfiles de flujo de calor turbulento muestran la presencia de excesivo gradiente en la cercanía de la pared. Los efectos de la curvatura en el transporte de turbulencia son más aparentes en la capa externa.

Wyganski, Katz y Horev [5] propone nuevos parámetros para la adimensionalización en un chorro de pared (aire), plano, turbulento y bidimensional, en alrededores quietos. La distribución de velocidad promedio en el chorro de pared es auto semejante en la región interna y casi independiente del número de Reynolds cuando es normalizada la dirección normal con  $y_{1/2}$  y velocidad con la velocidad máxima. El único parámetro que determina la evolución de un chorro incompresible de pared rodeado por el mismo fluido es el flujo de movimiento cinemático  $J$ , sugieren algún parámetro adimensionales con  $J$ . Se obtuvo la ley de potencia con los factores de escala sugeridos. Los datos caen en una sola recta sin importar el  $Re_j$ , lo cual no ocurría con los antiguos factores de escala.

Zhou, Heine y Wygnanski [13] miden las tres componentes de las velocidades fluctuantes en un chorro de pared plano, con alrededores móviles, el cual fue perturbado periódicamente por fluctuaciones sinusoidales de presión. Se obtuvo el perfil de velocidad adimensional, para el cual se usaron dos diferentes factores de escala (para la zona interna y externa), en donde las fluctuaciones no modificaron la forma del perfil. La máxima reducción local de la fricción local es del 7% y ocurre en  $x/b = 150$ . Se obtienen varias correlaciones (para  $y_{1/2}$ ,  $y_m$ ,  $y_0$ ,  $\tau_w$ ,  $U_m$ ,  $U_0$  contra  $\xi$ ) aplicando los nuevos factores de escala.

La distribución lateral de las componentes  $u'$  y  $v'$  r.m.s. tienen dos picos, uno muy cerca de la pared y el otro en la zona externa alrededor de  $(y-y_m) / y_0 = 0.8$ . Cuando los valores de las velocidades fluctuantes son normalizados con su velocidad fluctuante máxima se restauran los perfiles de auto semejanza. Se comparan los valores de  $u'$  y  $v'$  con perturbación y sin ella, las diferencias son atribuidos a la formación de movimientos coherentes cerca de la superficie. Estudian el balance de energía, la excitación externa incrementa la máxima ganancia en la energía turbulenta por el proceso convectivo, el cual es aproximadamente de 24% y casi el doble cerca de la superficie. Para el término de difusión la excitación externa incrementa la pérdida en la región central aproximadamente en 40% relativo con el flujo no perturbado, teniendo poco efecto cerca de  $y_m$ , pero cerca de la pared la ganancia fue significativamente reducida.

#### 1.4 CHORRO DE PARED EN LA TRANSICIÓN

Chun y Schwarz [14] emprendieron un análisis teórico de estabilidad con la teoría lineal (ecs. de Orr-Sommerfeld) en un chorro de pared plano, bidimensional e incompresible sujeto a pequeñas perturbaciones. El análisis se vuelve en un problema de eigenvalores. Para la solución de las ecuaciones se utiliza el método de Runge-Kutta. Si el Reynolds es sub-crítico o crítico, la capa externa domina, en el sentido que la magnitud de la perturbación es más grande allí, para números de Reynolds súper-críticos, la magnitud de la perturbación en cada región es del mismo orden de magnitud. La producción de perturbación ocurre primeramente en la región externa, lo cual sugiere que el proceso de la transición debe de ser observado inicialmente cerca de la capa crítica de la región externa, entonces aguas abajo la perturbación debe ser expandida sobre la capa límite. El número de Reynolds crítico se estimó en 57. Para chorro de pared hay dos "capas críticas".

Bajura y Szewczyk [15] realizaron una investigación experimental en un chorro de pared plano bidimensional y laminar, a bajos número de Reynolds. Estudiaron la estabilidad del flujo en el rango del número de Reynolds de 270-770. El crecimiento de las perturbaciones concuerda con teoría de estabilidad lineal, las

perturbaciones en la región exterior parecen dominar la estabilidad de los perfiles de velocidad. Se estudia el decaimiento de la velocidad máxima y el crecimiento de la capa límite, y se obtienen los exponentes de semejanza  $s = 0.74$  para la capa límite y  $r = -0.48$  para la velocidad máxima, estos exponentes son invariables con el número de Reynolds. Se obtienen correlaciones (lineal) para el origen virtual y para los coeficientes (no lineal) con respecto al Reynolds. .

Bajura y Catalano [16] examinan experimentalmente la transición natural y forzada, en un chorro de pared (agua) plano, bidimensional para Reynolds de 100 hasta 600. De la distribución de la velocidad fluctuante  $u'$  se obtiene que la máxima amplitud se presenta en la región externa, cerca del punto de inflexión del perfil de velocidad ( $y/\delta = 0.88$ ), un mínimo relativo ocurre cerca del punto de máxima velocidad ( $y/\delta = 0.548$ ), y el más pequeño máximo ocurre cuando la velocidad es  $0.5 \cdot U$ . La perturbación forzada fue generada por un alta voz en contacto físico con el dispositivo. Para señales acústicas forzadas, se obtuvo un decremento en la longitud de la transición y el nivel de intensidad de las perturbaciones aumentaron. En la cercanía del punto de máxima velocidad, el número de perturbaciones es menor en comparación con la región interna y externa. Las dos capas de fluido separadas por el lugar geométrico de máxima velocidad no se mezclan entre sí. El fluido en la región interna tiene vórtices que giran en la dirección de las manecillas del reloj (CW), el fluido en la externa región tiene vórtices que giran en dirección contraria a las manecillas del reloj (CCW). La transición generalmente ocurre en los siguientes estados:

1. Formación de vórtices separados. La región externa domina el proceso de transición. Vórtices separados se desarrollan primero en esta región con CCW. En la región interna hay pocos vórtices con (CW).

2. Apareamiento de vórtices. Dos vórtices consecutivos en la región externa tienen la tendencia a comenzar a rotar alrededor de cada uno y forman un doble vórtice, el cual rota en dirección CCW. La unión trae un marcado ensanchamiento del campo de flujo. La longitud de onda del proceso de unión es aproximadamente el doble de la distancia de los vórtices no unidos. En la región interna los vórtices embrionarios arrastrados por la corriente también se intensifican y avanza en respuesta a las fuerzas inducidas por el otro campo de rotación. Este comportamiento indica que la transición está ocurriendo naturalmente debido a las perturbaciones que aparecen al azar. Las regiones interna y externa no experimentan interacción entre ellas durante los estados iniciales de la transición. En la región interna ocurre la unión de vórtices (CW) cuando los vórtices arrastrados crecen dentro una región de alta velocidad. La unión en la región interna es poco probable que se dé.

3. Levantamiento. El flujo del chorro de pared deja la superficie de la placa y penetra profundamente en el fluido del ambiente. El movimiento en la región externa llega a ser estabilizado en una cierta extensión después del levantamiento, hay un movimiento lento inducido aguas arriba de la locación del levantamiento. Esta condición puede crear una situación favorable para

incrementar la estabilidad del flujo.

4. Dispersión de las líneas de tintas. El flujo que se levanta llega hasta la región ambiente y la tinta llega a ser dispersada por un movimiento claramente tridimensional, esta dispersión de la tinta dificulta el estudio por este método de visualización, aun así la transición en el chorro de pared es esencialmente bidimensional.

5. Re-laminación. Se presenta durante un breve periodo, hasta que otro apareamiento de vórtices tiene lugar en la región externa, con bastante fuerza para causar levantamiento.

Cuando la perturbación introducida en el campo de flujo es bidimensional, el proceso de transición y apareamiento de vórtices es fuertemente bidimensional. Cuando la perturbación no es fuertemente organizada, la transición puede ser débilmente tridimensional, pero el mecanismo de apareamiento domina el proceso de transición. El desarrollo de una transición tridimensional debido a perturbación bidimensional, el cual es característico de una capa límite en una placa, no fue observado.

Cuando la transición es forzada con perturbaciones acústicas, es completamente dominada por el proceso de apareamiento en la región externa, los cuales ocurre casi inmediatamente de la salida del boquilla, concluyendo que hay más energía en los remolinos en la transición forzada que en la natural. Con ondas en el rango de 80-100 Hz, la intermitencia aguas abajo se elimina completamente, la transición se redujo a la mitad del valor en la transición natural. No fueron observados grandes levantamientos en la transición, y en la turbulencia el chorro de pared permaneció muy cerca de la superficie (de cálculos la frecuencia principal es 90 Hz). Para 40 y 200 Hz no se vieron cambios en la transición del chorro de pared, esto demuestra que las perturbaciones alteran de manera notable al flujo cuando la frecuencia de la perturbación es idéntica a la frecuencia del Reynolds crítico.

-Mele, Morganti, Scibilia y Lasek [17] analizan numéricamente un chorro de pared, plano e incompresible y en ambiente quieto. Se resuelve la ecuación de Orr-Sommerfeld con el método del elemento finito. Se encuentran dos diferentes modos inestables (para  $Re > Re_{crit}$ ) y se encuentran dos curvas de estabilidad neutral, las cuales muestran una región superpuesta de inestabilidad para ambos modos. Las inestabilidades en el chorro de pared son causadas por el punto de inflexión en el perfil de velocidad en la región externa y los efectos viscosos en la región interna, aun que las perturbaciones en la región externa dominan el número de Reynolds crítico. Las perturbaciones inestables de larga escala tienen el valor más alto en el punto de inflexión externo, mientras las perturbaciones inestables de pequeña-escala tienen el valor más alto cerca de la pared.

-Hsiao y Sheu [18] estudian experimentalmente el comportamiento de estructura vorticosas dobles en un chorro de pared (aire) plano, las perturbaciones se realizaron con un alta voz a un  $Re$  a la salida de 3770. La visualización se hicieron



en otro dispositivo con agua a un  $Re$  de salida = 330. De la visualización se dice lo siguiente:

Los vórtices en la región de la capa externa son llamados vórtices primarios (A1, A2, A3,...), los cuales son generados por el mecanismo de inestabilidad de Kelvin-Helmholtz, los vórtices cercanos a la pared son los vórtices secundarios (B1, B2, B3,...), los cuales son inducidos de la interacción de los vórtices primarios con la pared frontera. Baruja [16] señala que los vórtices secundarios son generados por el proceso de unión de los vórtices primarios, lo cual difiere a lo visto por Hsiao y Sheu, quienes observaron que los vórtices secundarios son generados a la par de los vórtices primarios. Los vórtices primarios y secundarios se juntan formando un vórtice con rotación contra-reloj. El vórtice principal conjugado, A1 y B1, experimentan un proceso de unión que comienza en  $t = 0$ . En  $t = 2\Delta t$  ( $\Delta t = 0.267$  s), los vórtices A2 y B2 se juntan con A1 y B1 respectivamente y forman un nuevo vórtice conjugado con rotación contra-reloj con un radio más grande pero con estructura pobremente organizado. Subsecuentemente en  $t = 3\Delta t$ , un nuevo vórtice conjugado aún mayor con rotación contra-reloj traga a los vórtices aguas arriba A3 y B3. crece en tamaño, el vórtice conjugado principal gradualmente se mueve hacia arriba y se marcha de la superficie de la pared debido a una velocidad transversal positiva.

Se hace un análisis por medio del método de promediado en fase de estructuras vorticosas, se utiliza un alta voz para implantar al flujo una perturbación con una frecuencia de la mitad de la frecuencia natural del chorro de pared. La evolución de los vórtices revela evidencias importantes que nos dicen que los vórtices secundarios son inducidos cuando los vórtices primarios están bien organizados y estos no se producen necesariamente después de la unión de vórtices primarios. Con este método llegan a la conclusión de que el paso de los vórtices primarios no solo dispara la inestabilidad en la capa interna sino también perturba intensamente las fluctuaciones de velocidad, las cuales incrementan el crecimiento de la onda de inestabilidad, entonces esfuerza el enrollamiento y se forma los vórtices secundarios. Los autores llegan a la conclusión que el levantamiento se debe a la diferencia de la rapidez entre los vórtices internos y externos (los internos tienen más rapidez).

## CAPÍTULO II DESCRIPCIÓN DEL EXPERIMENTO

### 2.1 DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

Para el estudio del chorro de pared plano se construyó un dispositivo experimental de acrílico (ver Figura 2.1, 2.2, 2.3) que consta de un depósito en donde se mezcla el aire con el humo, su forma es cúbica de 28.5 centímetros por lado. En cada una de las paredes laterales del depósito se localiza un orificio, por donde se suministra por un lado aire y por el otro humo. A cinco centímetros de distancia de la pared trasera del depósito se colocó un arreglo de "panal de abeja", que consta de popotes con una longitud de 6 centímetros y un diámetro de 6 milímetros; este arreglo cubre todo el plano transversal del depósito, el objetivo del arreglo es el de mantener el flujo en un estado laminar con la menor cantidad de turbulencia, ya que tanto el aire como el humo entran al depósito con mucha turbulencia. La boquilla tiene la configuración llamada "boquilla de canal", la cual nos da una región de transición más larga (ver Bajura y Catalano [25]). Cuatro centímetros después del arreglo de "panal de abeja" se colocó una contracción (con perfil lineal) con razón de 114 : 1, para evitar zonas de recirculación (principalmente en las esquinas cercas a la entrada de la "boquilla de canal") y por ende un aumento de la turbulencia, se colocaron también unas paredes inclinadas de tal manera que se guía al flujo directamente a la entrada de la "boquilla de canal" para así evitar la formación de zonas de recirculación. Las dimensiones de la "boquilla de canal" son: longitud ( $L$ ) de 15 centímetros, ancho ( $W$ ) de 15 centímetros y altura ( $h$ ) de 3 milímetros (ver Figura 2.1 y 2.2). La pared en la zona exterior a la boquilla es la misma que la pared inferior de la "boquilla de canal", por tanto el flujo sale tangencialmente con respecto a la pared. Para poder estudiar un chorro de pared plano bidimensional, se tiene que evitar que el flujo se expanda en la dirección transversal, esto se logra colocando unas paredes laterales con una altura de  $24h$ , perpendicular a la pared inferior, justo en la salida de la boquilla, hasta el final de nuestra zona de estudio. La zona de estudio tiene una longitud total de  $183h$ .

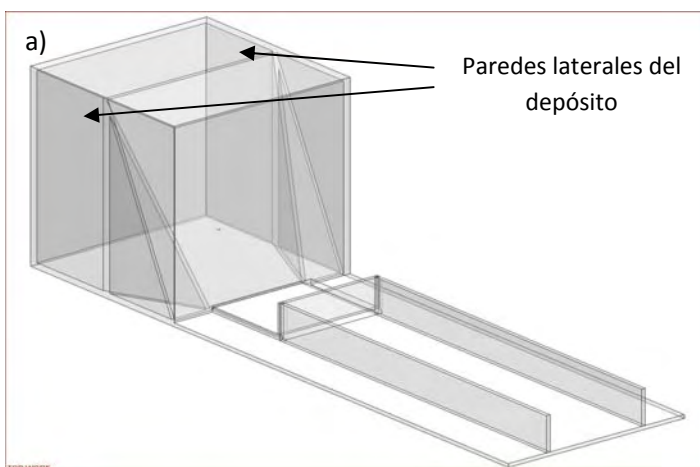
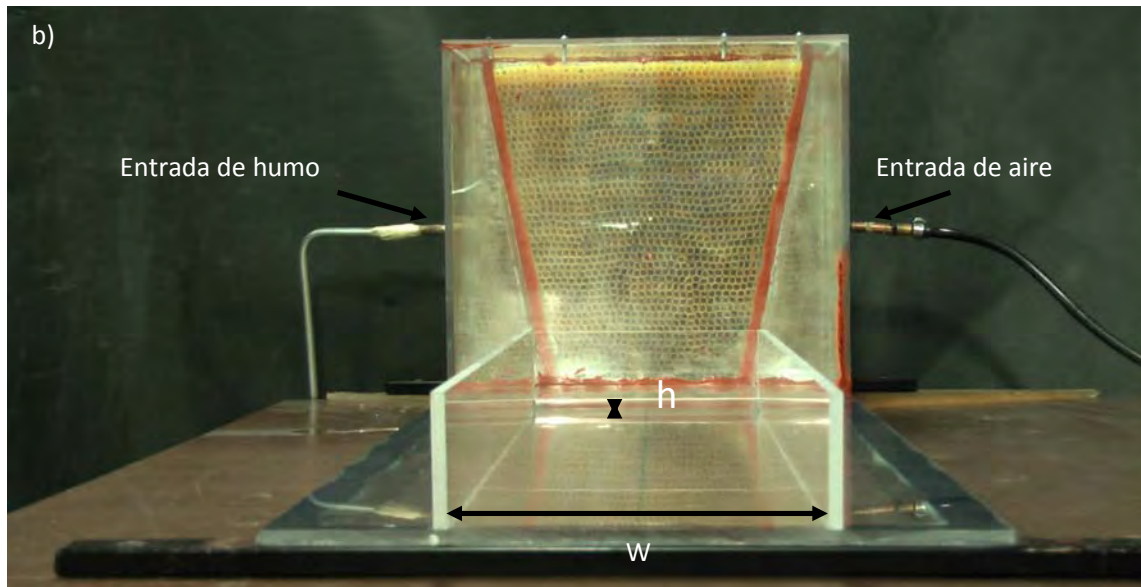


FIGURA 2.1 a) Esquema del dispositivo , b) vista frontal del dispositivo experimental.



Continuación de la Figura 2.1

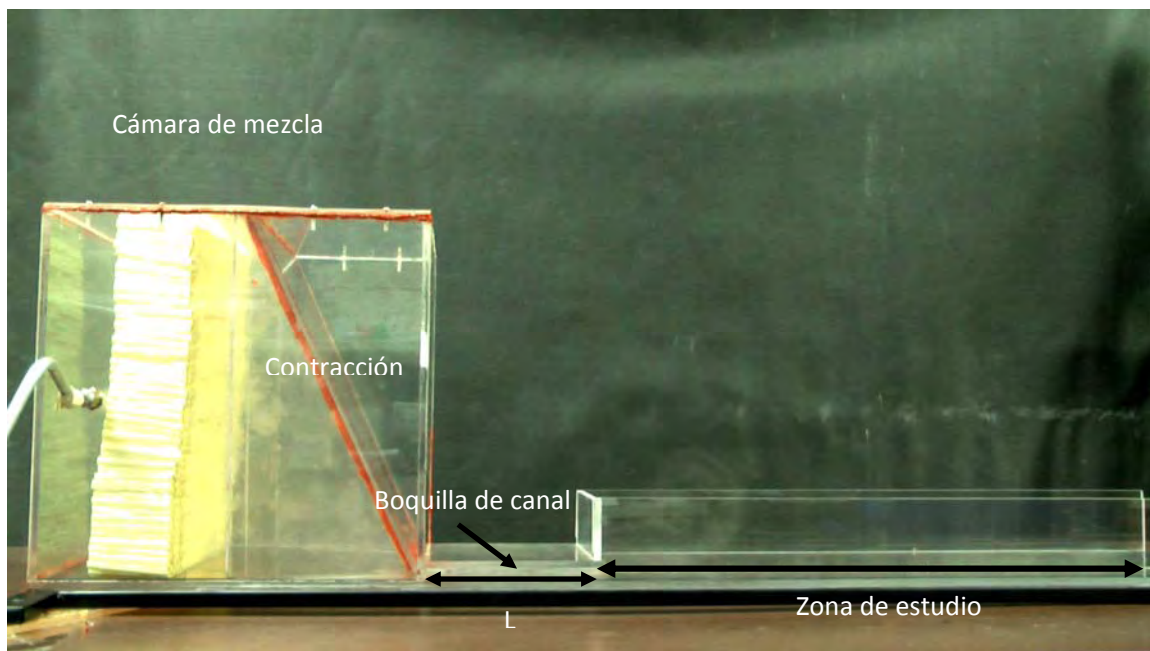


FIGURA 2.2 Vista lateral del dispositivo experimental.

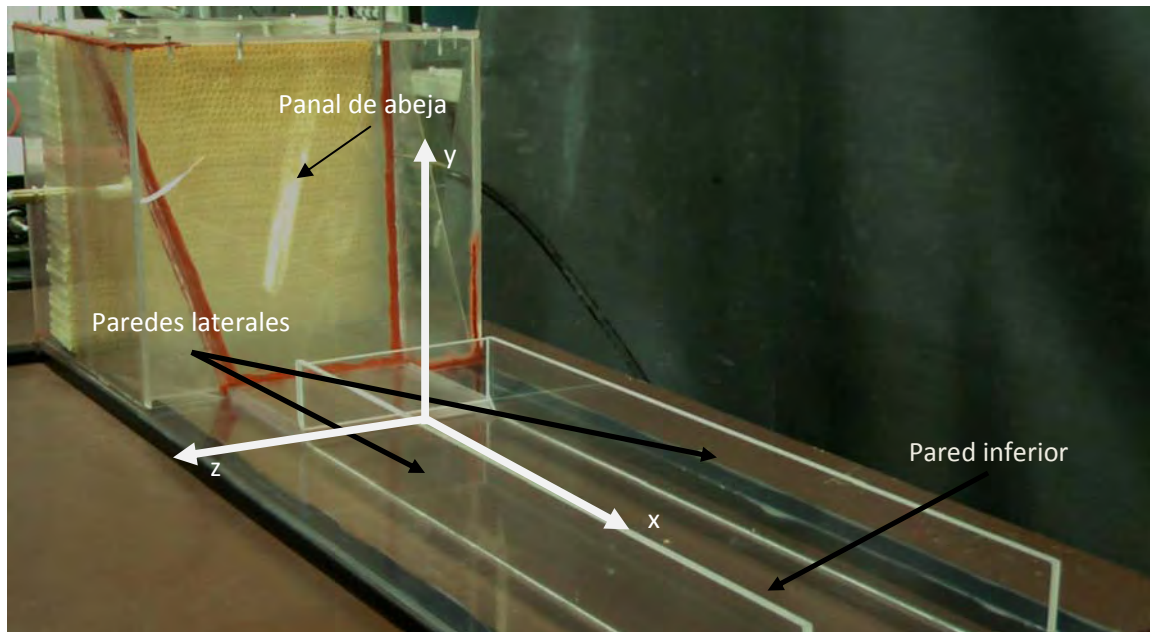


FIGURA 2.3 Sistema de referencia a utilizar.

## 2.2 EQUIPOS UTILIZADOS

### GENERADOR DE HUMO

El equipo utilizado para generar el humo es el 10D90 SPT Smoke Generator (Figura 2.4) de la marca DANTEC DYNAMICS. El equipo está especialmente diseñado para la visualización de aire en movimiento. El humo se produce al calentar aceite de parafina. El diámetro promedio de las gotitas de humo es de cerca de  $1.5 \mu\text{m}$ . El humo no contiene gotitas con diámetros más grandes que  $5 \mu\text{m}$ , asegurando así un excelente trazo de trayectorias aun para los flujos altamente turbulentos.



Figura 2.4 Generador de humo



## PLANO LASER

El plano láser se obtuvo utilizando un láser de la marca Spectra-Physics (Figura 2.5), el cual trabaja a una potencia de salida máxima de 35 mW y a una longitud de onda de 632.8 nm, y un sistema de fibra óptica de cuatro metros de longitud, para transferir la luz y generar un plano laser con un ángulo de apertura de 45 °.



Figura 2.5 Láser y sistema de fibra óptica.

## VIDEO CÁMARA

Para grabar las imágenes se utilizó una video cámara analógica (figura 2.6). La ventaja de las cámaras analógicas con respecto a las digitales, es que siempre graban de la misma manera (mismos cuadros y nitidez), sin importar si el ambiente es o no oscuro.

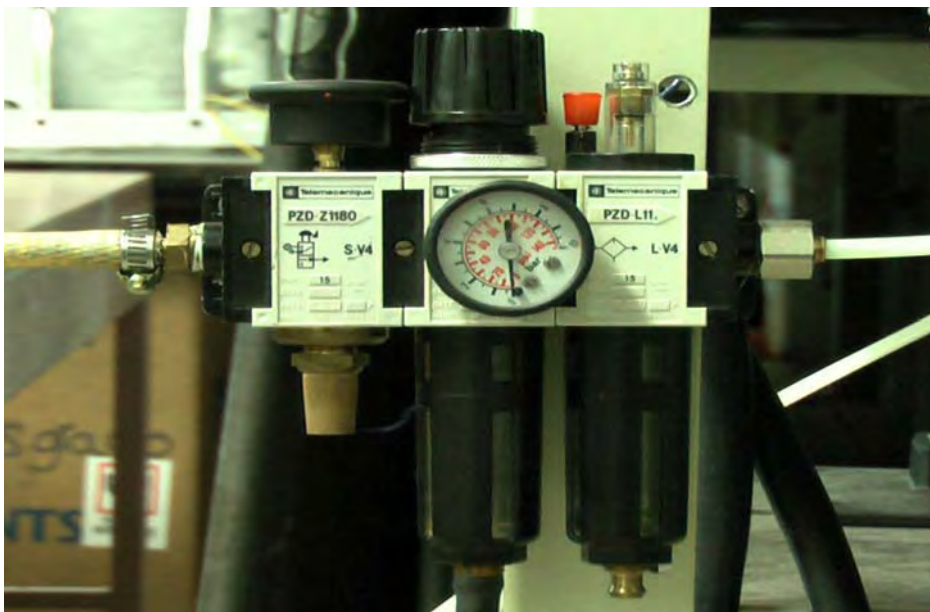


Figura 2.6 Video cámara utilizada

## REGULADOR DE PRESIÓN

Para obtener un gasto másico lo más constante posible se utilizó un regulador de presión (figura 2.7), cuyo rango de trabajo es 0 - 10 bares. En la entrada del regulador de presión se conecta la línea de aire a presión del laboratorio y su salida va directo al depósito del dispositivo experimental.

Este regulador de presión cuenta con un filtro el cual disminuye la relación de humedad del aire que pasa por él, lo cual nos ayuda a tener un mejor control de la calidad de entrada del aire.



Regulador de presión.

Figura 2.7

## ANEMÓMETRO DE HILO CALIENTE

Para la obtención tanto el perfil de velocidad promedio como fluctuante, se utilizó un anemómetro de hilo caliente de la marca DANTEC, modelo StreamLine 90N10 Frame. Para las mediciones se utilizó una sonda de una componente.



Figura 2.8 Sistema de anemometría de hilo caliente.

## 2.3 CONDICIONES DE EXPERIMENTACIÓN

Las visualizaciones se realizaron en un cuarto cerrado, libre de corrientes de aire, con el fin de tener la menor cantidad de perturbaciones. Las visualizaciones se realizan en horarios en donde las actividades del laboratorio son bajas para evitar perturbaciones acústicas.

## 2.4 DESARROLLO DE LOS EXPERIMENTOS

### 2.4.1 ESTUDIO CUALITATIVOS DE LOS REGIMENES DE FLUJO EN UN CHORRO DE PARED (SECCIÓN 3.1).

En este primer apartado se visualiza el régimen laminar, el régimen turbulento y su transición. Para ello, se coloca el plano-laser (plano x-y) en la zona central  $z = 0$ , luego se llena el depósito con humo; ya lleno el depósito se abre la válvula del regulador de presión, entonces se genera el flujo denominado “chorro de pared”.

En la Figura 2.9 se muestra el sistema coordinado que se va a utilizar en los experimentos.

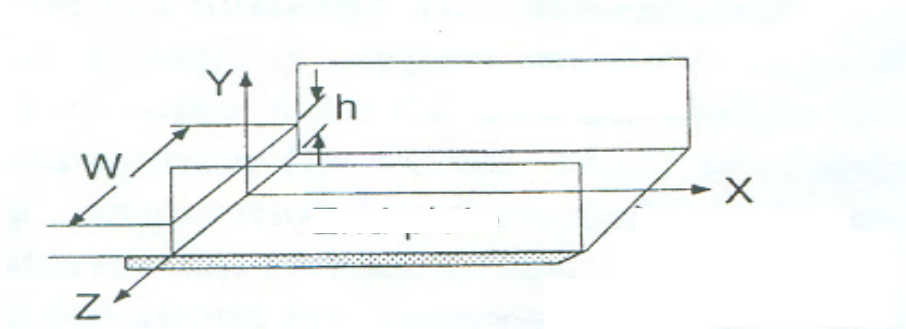


Figura 2.9 Sistema coordenado

#### 2.4.2 ESTUDIO CUALITATIVO DEL DESARROLLO DE LOS VÓRTICES EN LA TRANSICIÓN (SECCIÓN 3.2).

En este apartado se va a estudiar el desarrollo de los vórtices en la zona de transición, en donde tienen más posibilidad de desarrollarse adecuadamente, con lo cual nuestra zona de estudio se vuelve pequeño, por lo tanto, las variaciones del gasto son muy chicas de una prueba a la otra. Se comparan las observaciones obtenidas para un flujo en condiciones de laboratorio controladas y con poco nivel de turbulencia contra un flujo con mayor nivel de turbulencia.

El desarrollo del experimento es el mismo que el de la sección 2.4.1.

#### 2.4.3 ESTUDIO CUALITATIVO DEL COMPORTAMIENTO DEL CHORRO DE PARED PARA DIFERENTES PLANOS TRANSVERSALES (SECCIÓN 3.3).

En este apartado se analizan las visualizaciones obtenidas en diferentes planos transversales ( $z$ - $y$ ). Se toman planos cada  $10 h$  en la dirección axial, iniciando la primera visualización a una distancia longitudinal de  $10 h$  de la salida de la boquilla hasta recorrer toda la zona de estudio (Figura 2.2). Para este análisis solo se trabajo un solo gasto (a una presión 0.5 bar), este gasto se eligió como el más conveniente para el estudio, dado que el flujo se desarrolla desde el régimen laminar hasta la etapa de despegue en la transición.

El desarrollo del experimento es el mismo que el de la sección 2.4.1, solo que ahora el plano laser se coloca paralelo al plano  $z$ - $y$ .

#### 2.4.4 MEDICIONES DE LOS PERFILES DE VELOCIDADES PROMEDIOS Y TURBULENTOS (SECCIÓN 3.4).

En este experimento se mide tanto al perfil de velocidad promedio como la velocidad fluctuante y su evolución aguas abajo, para ello se utilizó el equipo de anemometría que se cuenta en el laboratorio de Termo fluidos de la Facultad de Ingeniería. Dado que en este trabajo solo se da un primer acercamiento al chorro de pared, no se midió en detalle la zona cercana a la pared.



## **CAPÍTULO III RESULTADOS**

### **3.1 ESTUDIO CUALITATIVO DE LOS REGIMENES DE FLUJO EN UN CHORRO DE PARED.**

En un principio, se trató de incluir los tres regímenes de flujo juntos en una sola visualización, se varió el gasto, pero no fue posible encontrar un valor que fuera capaz de mantener los tres regímenes de flujo en la zona de estudio. El problema para gastos pequeños es que el flujo laminar se extendía en toda la zona de estudio, siendo muy estable, ya que no se logró ver perturbaciones naturales (se denomina perturbaciones naturales a todas aquellas perturbaciones que aparecen de manera “natural” en el flujo o no se sabe que las origina) que modificaran el régimen laminar e incluso el flujo seguía siendo laminar al aplicar pequeños jalones al dispositivo experimental. Para gastos medios, solo se obtiene una zona laminar y la transición. Para gastos altos desaparece la transición y solo se presenta la zona laminar y turbulenta.

Para este experimento, las visualizaciones se realizaron utilizando el plano laser de manera que cubra toda la zona de estudio, con esto se logra un mejor entendimiento del desarrollo del flujo, el inconveniente es que se obtienen imágenes menos claras, debido a la dispersión del rayo con la distancia (para cubrir toda la zona de estudio, se tuvo que alejar bastante la salida de la fibra óptica) y a la dificultad de obtener un buen enfoque para las diferentes distancias al utilizar el zoom de la cámara.

Para el análisis cualitativo de los diferentes regímenes, se realizaron grabaciones con la cámara de video, aumentando gradualmente el gasto de un evento a otro.

Para la condición de flujo del ambiente quieto, la longitud del régimen laminar (se considero como el final de la longitud laminar el lugar en donde las ondulaciones son apreciables o el flujo es turbulento) permanece casi constante aproximadamente con una longitud 81 h (nuestra longitud de estudio es de 183 h), que es aproximadamente el lugar en donde se colocó una luz (ver Figura 1- 13) que nos sirvió como referencia, para los gastos más altos esta longitud se reduce considerablemente, pero nunca se anula (ver video 13 y Figura 3.13), y para los gastos más bajos la longitud laminar también es más pequeña que los 81 h. Para los gastos más bajos, el flujo (en donde se observa el régimen laminar y transición de crecimiento lineal de perturbaciones CLP, ver video 1 y Figura 3.1) llega a ser más inestable que para gastos un poco más elevados (ver video 2 y Figura 3.2) en donde el régimen laminar en la mayoría del tiempo predominó e incluso llegó a ocupar toda la zona de estudio. Para el resto de gastos, la longitud del régimen laminar permanece en las cercanía de la luz.

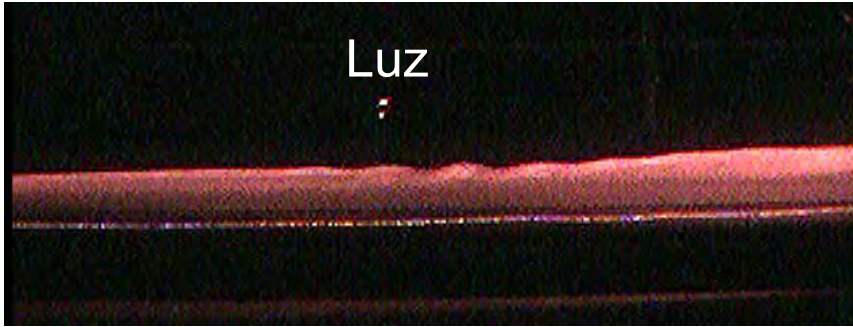


Figura 3.1. Se observa el régimen laminar y transición de crecimiento lineal de perturbaciones CLP



Figura 3.2. Flujo más estable, el régimen laminar ocupó toda la zona de estudio.

Al incrementar un poco más el gasto, el flujo empieza a tener ondulaciones con mayor amplitud, con un espesor mas grande y con una frecuencia un poco mayor, la longitud de régimen laminar ya se estabilizó en la cercanía de la luz.

Ya para el siguiente aumento del gasto (video 3), se presentó en ocasiones ondulaciones que empezaron a tomar una forma puntiaguda (figura 3.3), lo que es un indicio del intento del flujo de formar vórtices con CCW, la probabilidad de formación de algún tipo de vórtice fue baja, casi todos se quedaron en intentos. En la mayor parte del tiempo el flujo permaneció laminar. El comportamiento descrito en este párrafo es muy parecido para un rango considerable del gasto.



Figura 3.3. Ocasionalmente las ondulaciones empezaron a tomar una forma puntiaguda.

Hay que tener en cuenta que el flujo en la región interna tiene vórtices que giran en la dirección de las manecillas del reloj (CW), el flujo en la región externa tiene vórtices que giran en dirección contraria a las manecillas del reloj (CCW), siempre y cuando el flujo se desplace de izquierda a derecha (ver Bajura y Catalano [16]).

Para el siguiente incremento del gasto (video 4) las ondas puntiagudas son más comunes y la cantidad de vórtices con giro CCW es mucho mayor. La gran diferencia al caso anterior es que en este, en la etapa de CLP las diferentes ondulaciones se mueven a diferentes velocidades y amplitudes lo cual hace que se junten para formar nuevas ondulaciones con formas muy diferentes (los vórtices que se forman de estas nuevas ondulaciones, son vórtices con estructuras no muy bien desarrolladas y en general llegan a la etapa de descomposición muy rápido) y en el caso anterior las ondulaciones tienen velocidades y amplitudes muy parecidas. Gracias a esta mayor diferencia de velocidades, los vórtices en la capa exterior fueron casi inexistentes (Figura 4). Las características descritas del flujo para este gasto se pueden considerar como un indicio de un cercano comienzo de la turbulencia en donde las estructuras se logran formar, sin embargo su desarrollo no es completo.

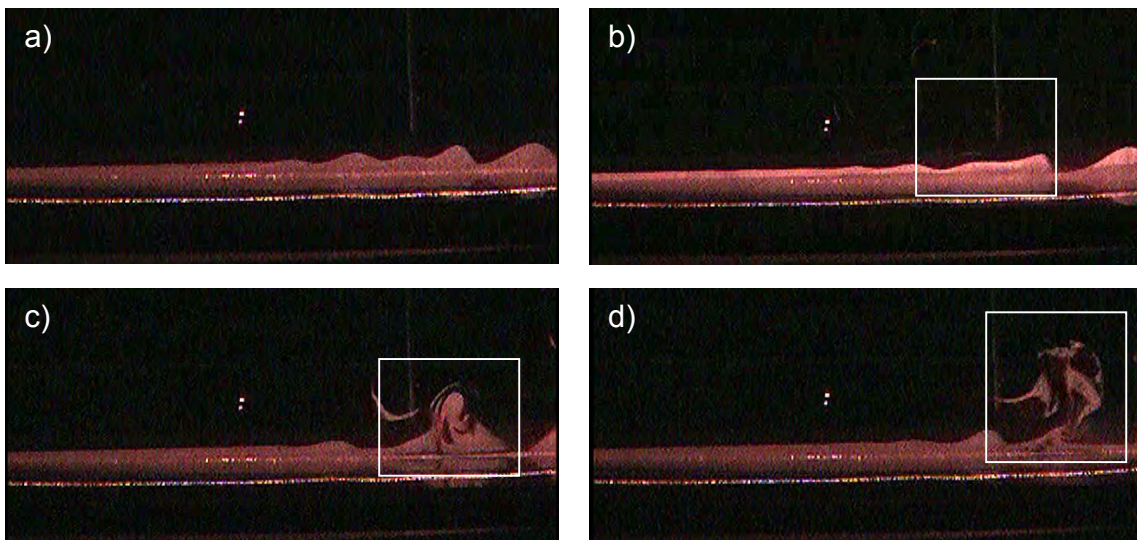


Figura 3.4. Tomadas del video 4, a) diferentes velocidades y amplitudes, b) nueva “ondulación”, c) vórtice no bien desarrollado, d) descomposición.

Para el siguiente incremento del gasto, el comportamiento es muy parecido al descrito anteriormente, pero la aparición de las nuevas ondulaciones (de la unión de dos ondulaciones) se da casi todo el tiempo y la diferencia de velocidad entre las ondulaciones aumenta, de hecho este comportamiento se da para un amplio rango del gasto, con la diferencia de que las características descritas se vuelven más intensa al ir incremento el gasto.



En el video 5 se puede apreciar que varios vórtices en la zona interior llegan a formarse bien, también se llegan a formar esporádicamente vórtices con giro CCW, pero los intentos de formar vórtices en la zona exterior es aún muy alto y la etapa de descomposición en la mayoría de las ocasiones ocurre después del despegue de los vórtices.

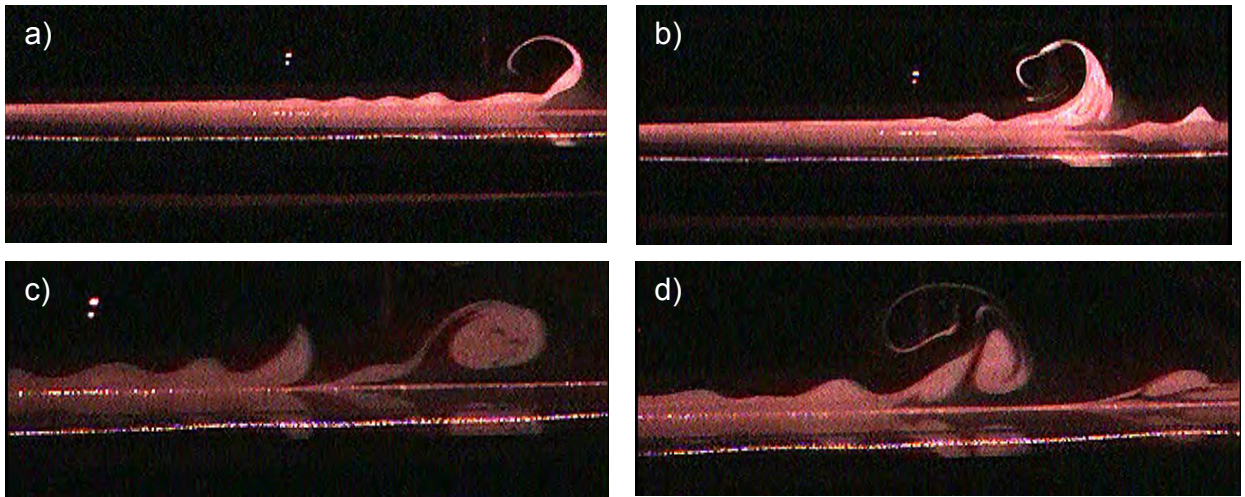


Figura 3.5. Tomada del video 5, a) y b) intento de formar un vórtice en la zona exterior, c) el vórtice no se descompone, d) formación de un vórtice en la capa exterior.

Para el video 6 el comportamiento es muy parecido al video 5, solo que de manera anormal la longitud del régimen laminar se reduce considerablemente, ya que para gastos más alto que este, la reducción de la longitud del régimen laminar no es tan grande, Figura 3.6.



Figura 3.6. Reducción de la longitud del régimen laminar.

En el video 7 y 8 se puede ver como el flujo aún para estos gastos altos puede llegar a relaminarizarse. Tanto en el video 7 como en el video 8 se ve que cuando el flujo se relaminariza, es realmente sensible a las perturbaciones, en donde coincide de manera casi inmediata la descomposición de las ondulaciones y un pequeño sonido realizado al apretar el botón de zoom de la cámara, y una vez que una parte de flujo se despega de la pared, provoca un comportamiento en cadena, en el cual el resto del flujo sale del transitorio CLP y empieza a formar estructuras coherentes mal desarrollados (ver Figura 3.7 y 3.8).

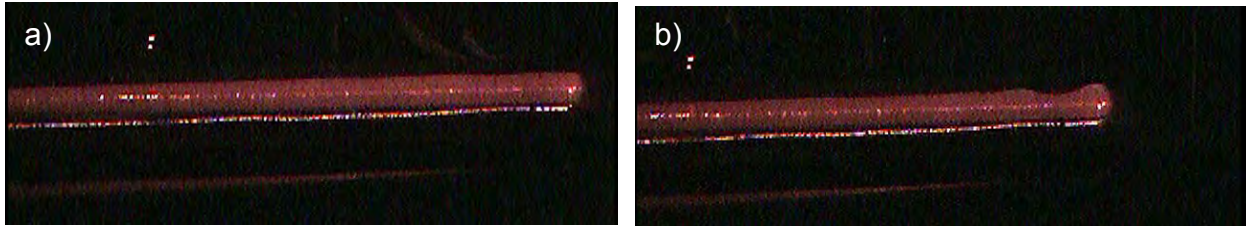


Figura 3.7. Tomada del video 7, a) antes del sonido, b) a 0.18 segundos después del sonido.

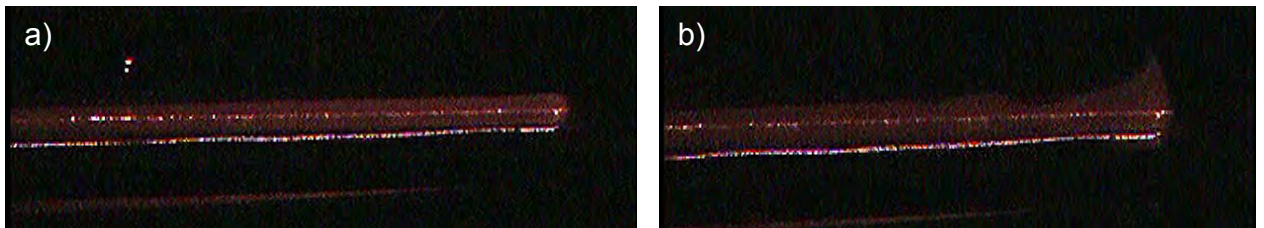


Figura 3.8. Tomada del video 8, a) antes del sonido, b) a 0.15 segundos después del sonido.

Para el gasto del video 9, los pocos vórtices que se logran formar, llegan a la etapa de descomposición inmediatamente después del despegue (ver Figura 3.9). La gran mayoría de las ondulaciones no llegan a desprenderse de la pared debido a su alta velocidad y/o por la rápida unión de las ondulaciones, con lo cual se logra que la nueva ondulación obtenga mayor cantidad de movimiento.



Figura 3.9. Los vórtices llegan a la etapa de descomposición después del despegue.

En el video 10 el flujo casi nunca llega a despegarse de la superficie, debido a que antes de que el despegue suceda las ondulaciones tiende a la descomposición (ver Figura 3.10).

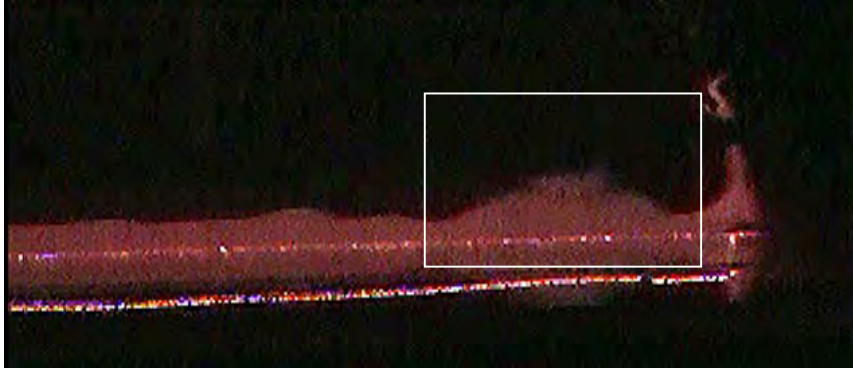


Figura 3.10. Se ve como la descomposición sucede cuando aún el flujo es una “ondulación”.

La longitud de régimen laminar empieza a crecer considerablemente para gastos parecidos al utilizado en el video 11 (ver Figura 3.11 a y b). El flujo empieza a desarrollar una tendencia a no producir estructuras coherentes, en su lugar el flujo solo presentara una tendencia a ondular. Para este gasto los vórtices que se llegan a formar ya no se despegan de la pared, si no ahora se desplaza muy cerca de la pared.

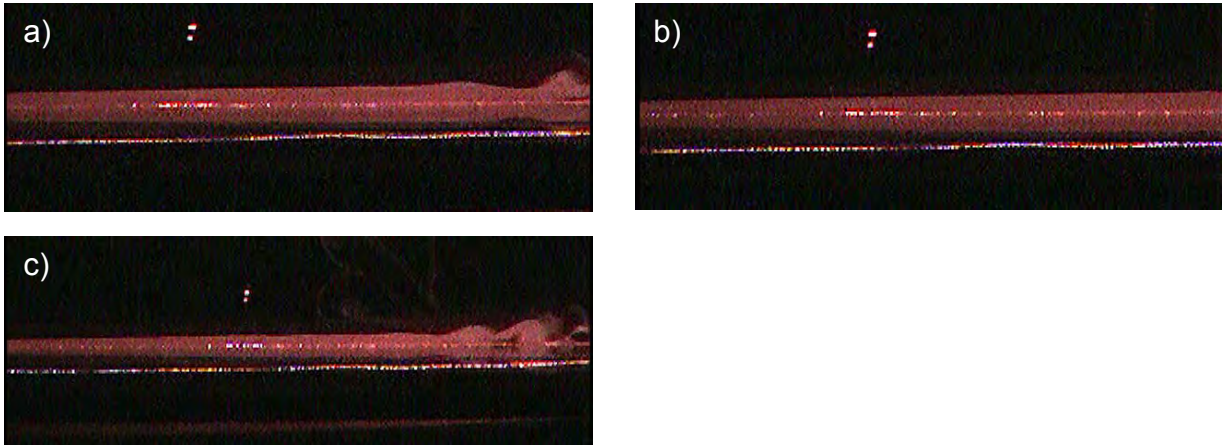


Figura 3.11. a) y b) el crecimiento de la longitud del régimen laminar en diferentes instantes, c) el vórtice se desplaza sin despegarse de la pared.

Ya para gastos parecidos al utilizado en el video 12, el comportamiento ondulatorio se descompone a poco tiempo (y distancia) después de su origen (Figura 3.12). La longitud del régimen laminar sigue siendo muy larga.



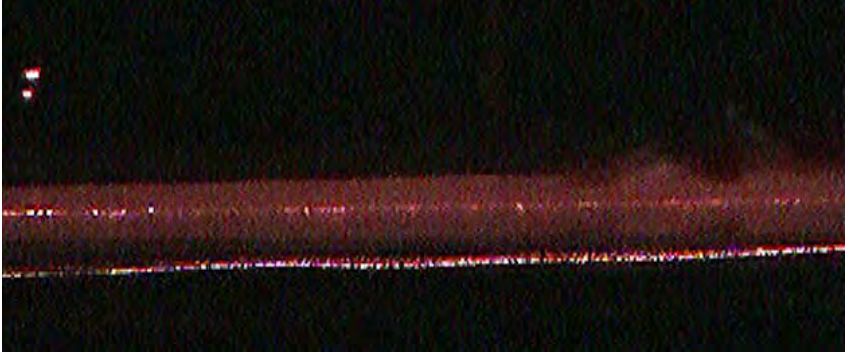


Figura 3.12. Tomada del video 12, la ondulación se rompe a un poco tiempo de surgir.

En el video 13 se muestran tres eventos, el incremento del gasto de un evento a otro es grande para poder apreciar cambios significativos en el comportamiento del flujo. Los eventos video-grabados son muy cortos, porque para gastos altos, el humo almacenado en el depósito es expulsado muy rápido. Para el primer evento, se puede apreciar un comportamiento muy similar al video 12 aunque el gasto sea considerablemente mayor para este evento. Para el segundo evento también el rompimiento se da a poco tiempo de surgir las ondulaciones, solo que ahora la descomposición se da principalmente en la zona cercana al contorno de la ondulación (Figura 3.13 a y b). En el tercer evento el flujo ya no presenta ondulaciones, el flujo pasa de forma directa de un régimen laminar a un régimen completamente turbulento, para este caso, la longitud del régimen laminar se reduce considerablemente y permanece fija (Figura 3.13 c).

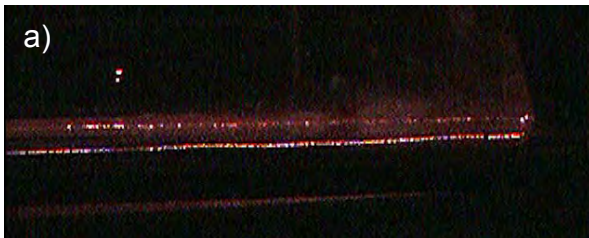


Figura 3.13, a) y b) aún en las zonas centrales de las ondulaciones se tiene cierta consistencia, c) la longitud del régimen laminar es reducido y ya no hay “ondulaciones”.

### 3.2 ESTUDIO CUALITATIVO DEL DESARROLLO DE LOS VÓRTICES EN LA TRANSICIÓN.

La ventaja de trabajar con aire es la posibilidad de marcar con partículas de humo todo el fluido que sale de la boquilla, pero esto impide ver zonas específicas o líneas de traza, ya que todo el flujo está marcado. Bajura y Catalano [16] (ver sección 1.4) utilizan agua para producir el chorro de pared y realizan la visualización con la inyección de tinta. La ventaja de trabajar con inyección de tinta es la posibilidad de ver las líneas de traza; estas líneas dejan ver solo las partículas que nos interesan. En la sección 3.1 se describió la unión de ondulaciones (ver figura 3.4 b)), esta unión, para la visualización realizada por Bajura y Catalano [16], es la etapa de unión de vórtice tanto en la región externa como en la región interna. La diferencia surge debido a las distintas técnicas de visualización empleadas, ellos distinguieron dos diferentes capas, la interna y la externa, en este trabajo estas dos capas se ven como un solo cuerpo. Por estos motivos aquí se tratarán las dos capas o regiones como una sola estructura, esto da la ventaja de ver cómo se comporta todo el sistema de vórtices aún después del despegue, aunque perdemos la posibilidad de poder estudiar las dos zonas por separado y su interacción.

Se pudieron distinguir diferentes formas de cómo se desarrollan los vórtices en la transición, pero la gran mayoría fueron difíciles de obtener, ya que en general para un medio ambiente quieto y un flujo con turbulencia baja en la entrada fue difícil visualizar la transición, debido a que el rango del gasto para obtenerla es corto. Los principales motivos que dificultaron el desarrollo de la transición en la zona de estudio o el desarrollo de los vórtices, con respecto a un flujo con mayor turbulencia en la entrada son:

1. El alargamiento de régimen laminar, el cual en ocasiones se prolongaba todo la zona de estudio, y siempre existió una longitud laminar considerable, a diferencia de un flujo con mayor turbulencia en la entrada, en donde, los vórtices se generaban inmediatamente después de que el flujo salió de la boquilla sin presentar una etapa de ondulación o teniendo una pequeña zona laminar.
2. La relaminarización fue muy frecuente, esto dificultó estudiar la transición para tiempo más largo. En un flujo con mayor turbulencia en la entrada la relaminarización raramente ocurre.
3. Al tener un medio ambiente controlado y baja turbulencia, la generación de vórtices en la zona exterior con giro CCW fue muy esporádica, en cambio en un flujo con mayor nivel de turbulencia en la entrada estos vórtices son comunes.
4. Al ir aumentando el gasto, rápidamente se obtuvieron vórtices que no se desarrollaban bien y la diferencia de velocidad entre las ondulaciones fue muy grande.



Del video 13 al 21 se muestra principalmente la transición, en estos videos se puede identificar diversos manera de desarrollo de los vórtices. A continuación se describen los casos más comunes de cómo se desarrolla los vórtices.

### Caso 1

El primer caso se ilustra en la Figura 3.15, y es cuando los vórtices con giro CCW se forman, la obtención de este tipo de vórtices fue realmente poco frecuente para un medio ambiente quieto. Esto se debe a que al estar el flujo en un medio ambiente quieto no obtuvo apoyo del fluido ambiente para formar y/o desarrollar el pico en las ondulaciones, el cual es necesario para la formación de tales vórtices. Este tipo de vórtices se desarrolla con más probabilidad para gastos medios.

Para que se genere el vórtice en la zona exterior es necesario que se desarrolle el pico, el cual se presenta después de una unión coherente de dos ondulaciones adyacentes, entendiéndose por unión coherente a toda aquella unión que se realiza suavemente y el fluido no tiene mayores conflictos por la unión. En la Figura 3.15 a) se muestra como dos ondulaciones van a formar una unión coherente, en la Figura 3.15 b) se aprecia la unión de esta ondulación. Para que esta unión se dé con coherencia en general la ondulación retrasada tiene que tener una mayor velocidad y una amplitud menor que la ondulación adelantada, al cumplirse esta condición es más probable que se genere una nueva estructura con la característica de un pico en la parte superior derecha. En el caso de que la ondulación más retrasada venga con mayor velocidad y mayor amplitud se va a formar una estructura no bien definida (ver Figura 3.14). Después de una unión coherente la nueva ondulación puede tener la forma que se presenta en la Figura 3.15 c).

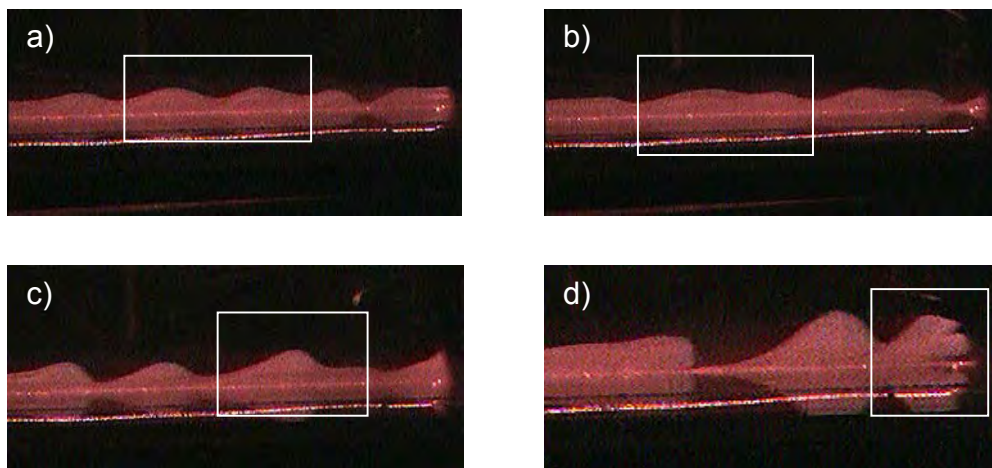


Figura 3.14. a) dos ondulaciones que se van a unir, b) la ondulación retardada tiene mayor velocidad y mayor amplitud, c) unión no coherente, d) no se creó el vórtice en la zona externa y el vórtice en la zona interna no pudo desarrollarse bien.

Si la nueva ondulación presenta la forma de la Figura 3.15 c) es posible que se forme el vórtice en la zona exterior, para un medio ambiente perturbado esta condición nos asegura la formación del vórtice exterior. La forma de la estructura de la Figura 3.15 c) se debe a que la masa de la ondulación retardada al unirse se acumula principalmente en la parte superior derecha, la cual trata de salir al formar el pico, el cual se empieza a enrollar y formar el vórtice en la zona exterior, mientras tanto esa acumulación de masa y movimiento en la parte superior hace que la parte inferior derecha de la ondulación se separe de la pared, unos instantes después la parte inferior toma la forma de la Figura 3.15 d), esta forma es el primer indicio de la formación del vórtice en la zona interna (realmente es la formación de un nuevo vórtice con rotación en el sentido de la manecilla del reloj que se origina de la unión de dos vórtice con CW que ubicaban en la zona interna, [18] ). En la Figura 3.15 e) ya se ve una forma redonda para el vórtice interior, mientras tanto en la parte exterior el vórtice exterior se sigue enrollando. Debido al crecimiento del vórtice interior se fue expulsando al vórtice exterior a una zona de menor velocidad (a la zona del fluido ambiente “quieto”), esto trae como consecuencia que el vórtice exterior pierda velocidad. Una consecuencia de la formación del vórtice exterior es un aumento considerable del despegue del sistema de vórtice o dipolo, ya que cuando este se desarrolla el dipolo puede llegar a localizarse en zonas muy alejadas de la pared. En la Figura 3.15 f) y g) se ve como una tercera ondulación va a alimentar al sistema de vórtices por medio de un conducto continuo de fluido, si la alimentación de masa y de cantidad de movimiento por medio de esta ondulación es armoniosa y además alimenta a los dos vórtice equitativamente, como se puede ver qué sucede en la Figura 3.15 h), el sistema de vórtices se seguirá elevando, en caso contrario el sistema empezada a caer (ver Figura 3.16). En la Figura i) y j) se observa que una cuarta ondulación va a alimentar al dipolo. En la Figura 3.15 k) se aprecia como el sistema de vórtice deja de tener contacto con el flujo aguas abajo y una quinta ondulación llega a seguir al sistema de vórtice sin llegar a unírsele, esta quinta ondulación se desarrolla en un vórtice con giro CW. Tanto el sistema de vórtices como la quinta ondulación van a compartir el mismo destino, que es la descomposición aguas abajo.

En la Figura 3.16 se muestra el caso en donde el sistema de vórtices no es alimentado suavemente, ya que el conducto de fluido en este caso es estrecho y llega a romperse, entonces la ondulación que va a alimentar al sistema de vórtices se despega de la superficie (Figura 3.16 b)) y choca con la parte inferior del sistema de vórtices, de este choque se crea un vórtice con giro CW, este nuevo vórtice empieza a descender.

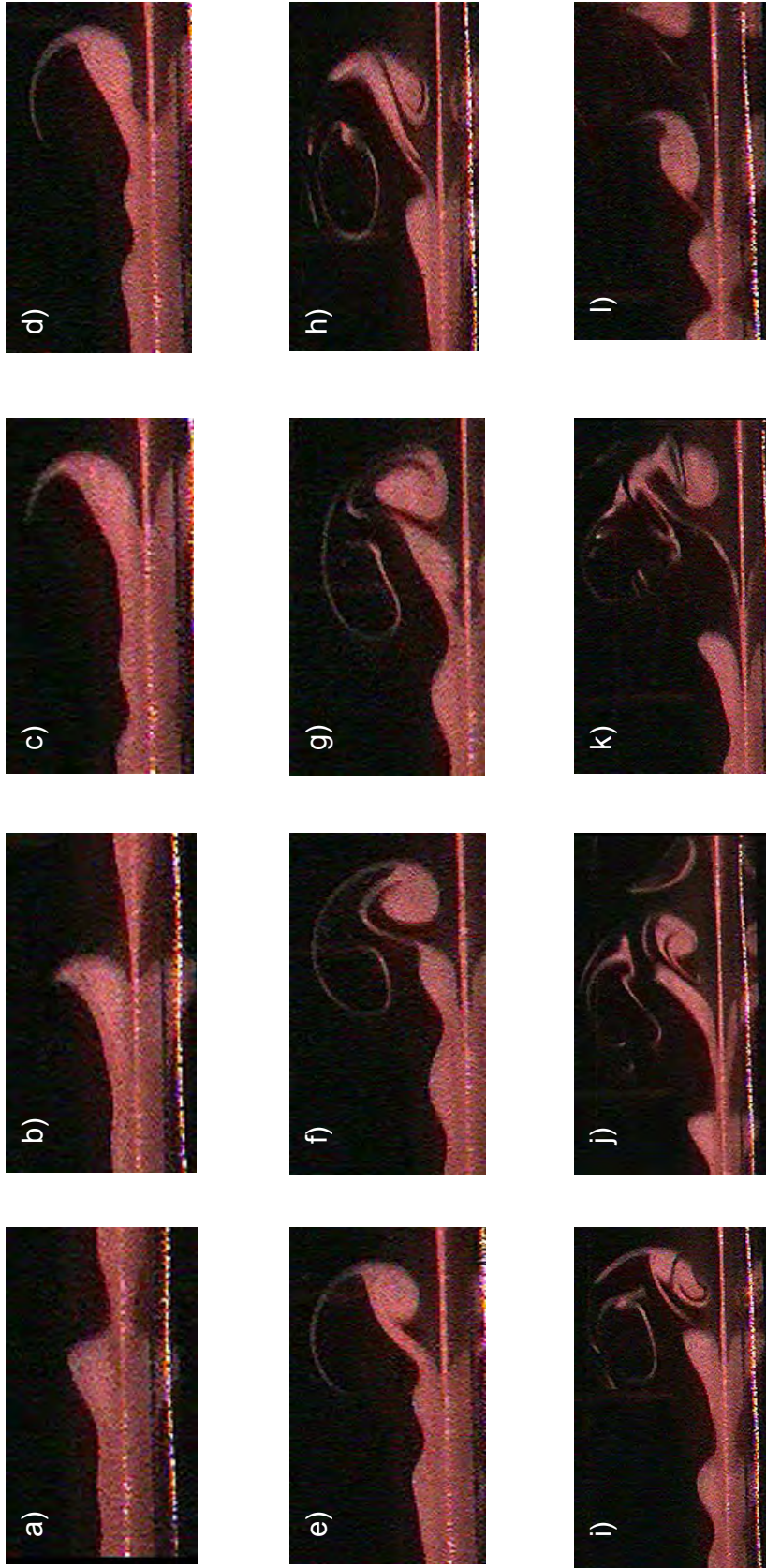


Figura 3.15. Tomada del video 5. Evolución del primer caso (vórtice con giro con sentido contra las manecillas del reloj CCW). a) Ondulaciones que van a formar una unión coherente, b) la unión, c) la nueva ondulación toma una forma conveniente para la formación del vórtice exterior, d) esta forma es el primer inicio de la formación del vórtice en la zona interna, e) el vórtice exterior se enrolla, f) dipolo, g) una tercera ondulación va a alimentar al sistema de vórtices, h) el sistema de vórtices se seguirá elevando gracias a la alimentación de masa y de cantidad de movimiento por medio de la ondulación, i y j) una cuarta ondulación alimenta al dipolo, k) y l) una quinta ondulación sigue al sistema de vórtice sin llegar a unirsele.



Figura 3.16. a) el sistema de vórtices no es alimentado suavemente, b) el conducto de fluido es estrecho y se rompe, entonces la ondulación que va a alimentar al sistema de vórtices se despega de la superficie y choca con la parte inferior del sistema de vórtices, c) se crea un vórtice con giro CW.

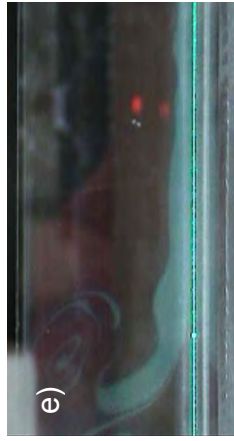
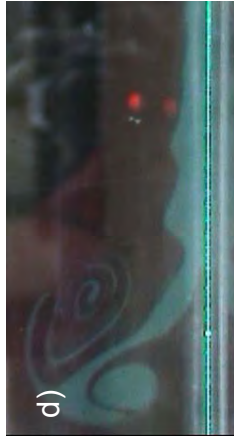
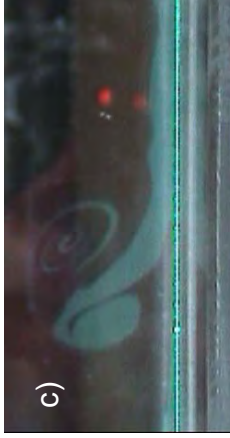
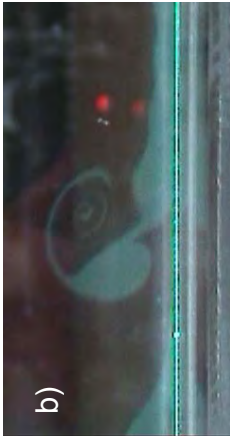
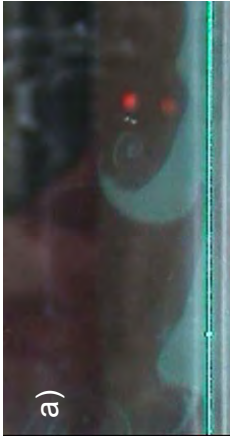


Figura 3.17 Desarrollo de los vórtices en un flujo con un alto nivel de turbulencia en la entrada, el flujo va de derecha a izquierda, a) formación del pico en la zona exterior, b) y c) desarrollo de un vórtice un la región interna y otro en la región externa, d) dipolo, e) el buen desarrollo del dipolo, ayuda a que el flujo penetre una buena distancia vertical.



Para un medio ambiente quieto y bajo nivel de turbulencia en la entrada, fue muy rara la formación de los vórtices con giro CCW para cualquier gasto, en cambio para un flujo con un alto nivel de turbulencia en la entrada este tipo de vórtice fue el más común en desarrollarse, en el video 21 se muestra la transición para un flujo con un alto nivel de turbulencia en la entrada, el cual es muy similar al descrito en el primer caso, solo que el vórtice exterior se desarrolla con más rapidez y con mayor tamaño, por lo cual el sistema de vórtices se despega más rápido y se mete profundamente al ambiente (Figura 3.17, el flujo en esta única ocasión va de derecha a izquierda).

## Caso 2

Al igual que el caso 1, en la unión de dos ondulaciones adyacente se tiene las mismas características, solo que ahora la diferencia de velocidades entre las ondulaciones ya no es tan amplia y la diferencia de amplitudes es más marcada, por lo cual la masa de la ondulación retardada ya no se acumula tan rápidamente en la parte superior derecha de la nueva ondulación (ver Figura 3.18), el pico en este caso sí se llega a formar, pero ya no es tan curvado hacia la izquierda como el caso 1, lo cual conlleva a que no se forme el vórtice con giro CCW. La ondulación surgida de la unión entonces se despega de la superficie, solo que a distinción del caso 1, la distancia que recorre verticalmente es muy pequeña, y su movimiento horizontal es amplio y con rapidez (ver figura 3.18 d).

## Caso 3

Las características de la unión de dos ondulaciones adyacentes son iguales a la del caso 2, solo que la diferencia de velocidades entre las dos ondulaciones es aún más pequeña que en caso 2, durante la unión, la masa de la ondulación retardada ya no se acumula en la parte superior derecha de la nueva ondulación (esto se debe a la pequeña diferencia de velocidades), si no ahora se acumula en la zona central de la nueva ondulación (ver Figura 3.19 b)), evitando con ello la formación del pico y por ende del vórtice con giro CCW, la nueva ondulación se despega de la superficie (ya con forma de vórtice con giro CW, Figura 3.19 c)) y entonces esta concentración de masa se va ir trasladando de la zona central a la parte inferior derecha del vórtice, este traslado va a lograr que el vórtice empiece a bajar y su velocidad se ve disminuida. Además el conducto de fluido se empieza a contraer, la ondulación que va a alimentar al vórtice ya no lo va a hacer a través del conducto de fluido, si no que, se va a estrellar con el vórtice (Figura 3.19 d), del choque se crea un nuevo vórtice con giro CW, el cual se traslada cercano a la superficie (Figura 3.19 e)). Este caso es el que más se presenta en la transición con un flujo con baja turbulencia en la entrada, obteniéndose en mayor cantidad para gastos medios.

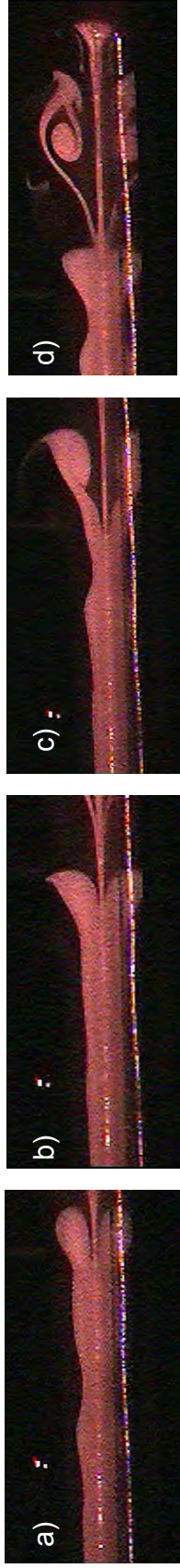


Figura 3.18. Segundo caso, a) y b) formación de una nueva ondulación, c) no se desarrolla vórtice en la zona exterior, d) el vórtice con giro CW recorre una distancia verticalmente muy pequeña. v su movimiento horizontal es amplio v con rapidez.

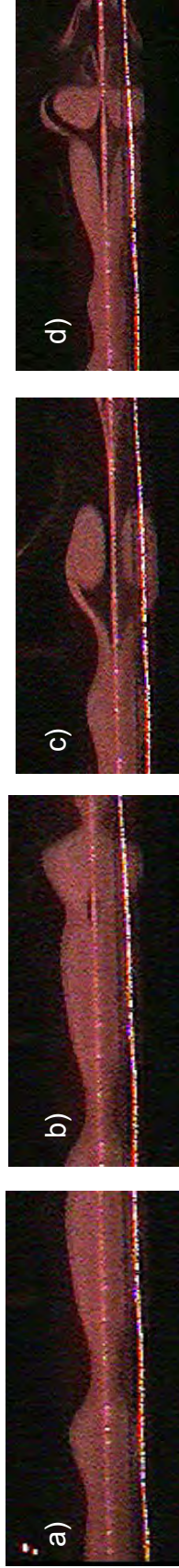


Figura 3.19. Tercer caso, a) ondulaciones que se unirán, b) la masa de la ondulación retardada ya no se acumula en la parte superior derecha de la nueva ondulación, si no ahora se acumula en la zona central de la nueva ondulación, c) la masa se va ir trasladando de la zona central a la parte inferior derecha del vórtice, d) la ondulación que va a alimentar al vórtice no hacer a través del conducto de fluido, si no que, se estrecha con el vórtice, e) del choque se crea un nuevo vórtice con giro CW

#### Caso 4

Este caso se ilustra en la Figura 3.14, y ocurre cuando la unión de dos ondulaciones no es coherente, y esto se da cuando la velocidad y amplitud de la ondulación retardada es mayor que la de su vecino aguas abajo, en la Figura 3.14 b) se muestra esta situación, la nueva estructura, surgida de esta unión puede llegar a tener diferentes formas, todas ellas son formas no bien definidas, con una concentración de masa en la parte trasera de la nueva estructura, lo cual impide la formación del pico en la parte superior derecha de la recién creada estructura y por lo tanto la inviabilidad del surgimiento del vórtice con giro CCW, entonces la estructura puede entrar a la etapa de descomposición o despegarse de la superficie (que en general la distancia que se aparta de la superficie son muy pequeñas) y formar un vórtice (no bien desarrollado, ver Figura 3.14 d) con giro CW que poco tiempo después va a entrar a la etapa de descomposición. Este caso se da principalmente para gastos altos.

La etapa de relaminarización fue muy frecuente para un medio ambiente quieto y baja turbulencia en la entrada, y el flujo puede llegar a relaminarizarse en el régimen turbulento. Cuando el flujo llegaba a relaminarizarse en la transición (ver video 16), podía permanecer en el régimen laminar por tiempo muy extensos y prolongándose en este régimen para toda la zona de estudio. Una característica importante de la etapa de relaminarización es que el flujo es muy sensible a cualquier tipo de perturbación, después de una perturbación el flujo regresa al régimen transitorio.

### 3.3 ESTUDIO CUALITATIVO DEL COMPORTAMIENTO DEL CHORRO DE PARED PARA DIFERENTES PLANOS TRANSVERSALES.

En este apartado se analizan las visualizaciones obtenidas en diferentes planos transversales (z-y). Se obtuvieron visualizaciones de planos transversales para cada 10 h en la dirección axial, iniciando la primera visualización a una distancia longitudinal de 10 h de la salida de la boquilla hasta recorrer todo el dominio de estudio (en la Figura 2.9 se muestra el sistema coordenado utilizado).

Del video 22 se puede apreciar que el chorro de pared en el rango de 10-80 h permanece bidimensional desde el punto de vista de la altura de desarrollo, ya que a cualquier valor de la coordenada en z dentro del dominio, el flujo se desarrolla hasta una distancia constante en la dirección y, esto se aprecia en las imágenes como una línea recta y paralela con la horizontal, ver Figura 3.20, 3.21, 3.22 y 3.23. En un examen más detallado de la información gráfica, se aprecia un movimiento importante en los planos en visualización dentro del rango arriba mencionado.

Para una distancia de 10 h se aprecia un movimiento importante del aire del ambiente dentro del flujo (el aire del ambiente son los espacios en negro, esto se debe a que el aire del ambiente no está marcado con partículas), este movimiento de aire del ambiente va principalmente de una orilla cualquiera a la otra, con un avance sinusoidal, la Figura 3.20 se ilustra este movimiento de manera progresiva que va de izquierda a derecha, en la Figura 3.20 b) el aire del ambiente va por la mitad, en la Figura 3.20 c) se aprecia que el aire ha avanzado toda la distancia con una trayectoria sinusoidal.

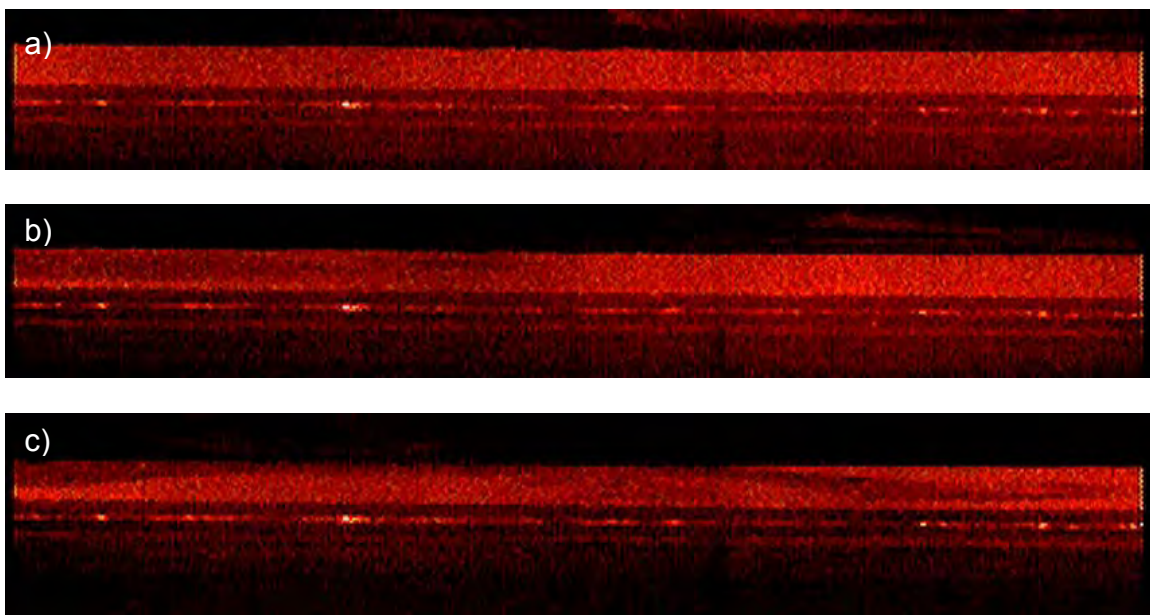


Figura 3.20. Para una distancia de 10 h, a) no hay aire ambiente, b) el aire ambiente a recorrido la mitad del espacio, c) el aire a recorrido toda la distancia.

Para una distancia a 20 h el movimiento del aire del ambiente dentro del flujo ya no es notorio y se debe a que para esta distancia el aire del ambiente ya se ha mezclado con el aire marcado con partículas, pero en cambio ahora se ve movimiento de fluido con alto contenido de particular (zonas en color amarillo y naranja), las zonas en color naranja tiene un movimiento principalmente sinusoidal (de una orilla a la otra, en la figura 3.21 se ve su trayectoria) y se mantiene a una altura intermedia, mientras que las zonas en amarillo (zonas de recirculación) representan acumulación de masa, las cuales se depositan en la pared, teniendo un mínimo movimiento de traslación y un gran movimiento oscilatorio, teniendo ubicaciones bien definidas.



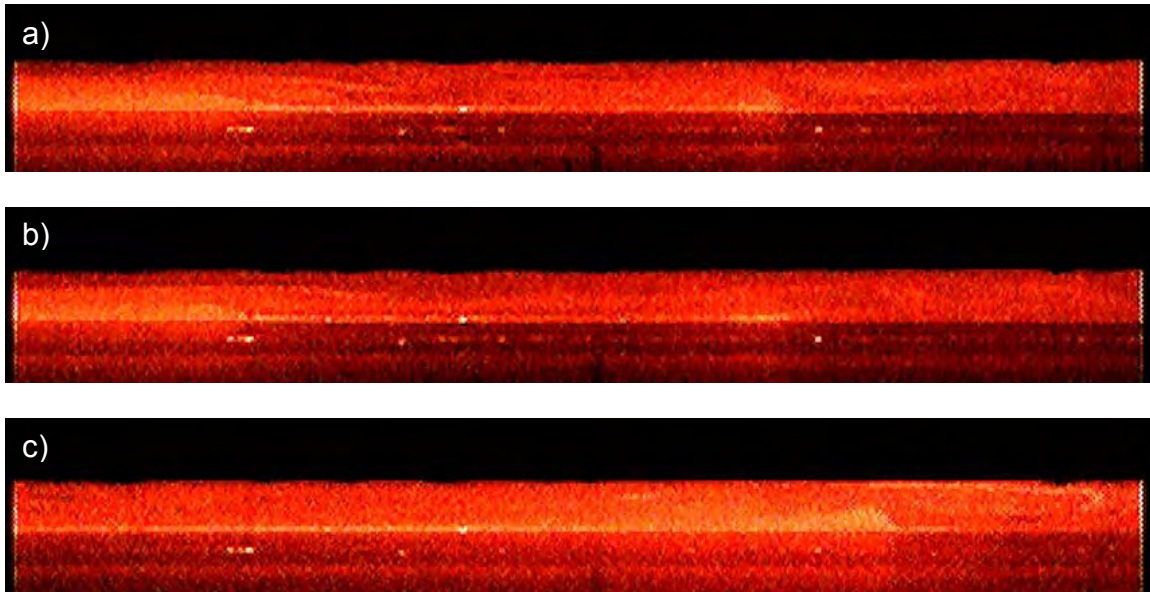


Figura 3.21. Para una distancia de 20 h, a) y b) en la parte izquierda se encuentra la zona de recirculación más importante, c) en la parte derecha se localiza ahora la zona de recirculación.

A 30 h es más claro el movimiento de translación sinusoidal de las zonas en naranja (Figura 3.22 a)), y el movimiento oscilatorio y/o de expansión y compresión de la zona de masa estancada (zona de recirculación) que en esta ocasión se dio solo en el extremo izquierdo, el cual llegó a reventarse después de acumular una gran cantidad de masa (Figura 3.22 b)), y reanudando su formación poco tiempo después en el mismo lugar.

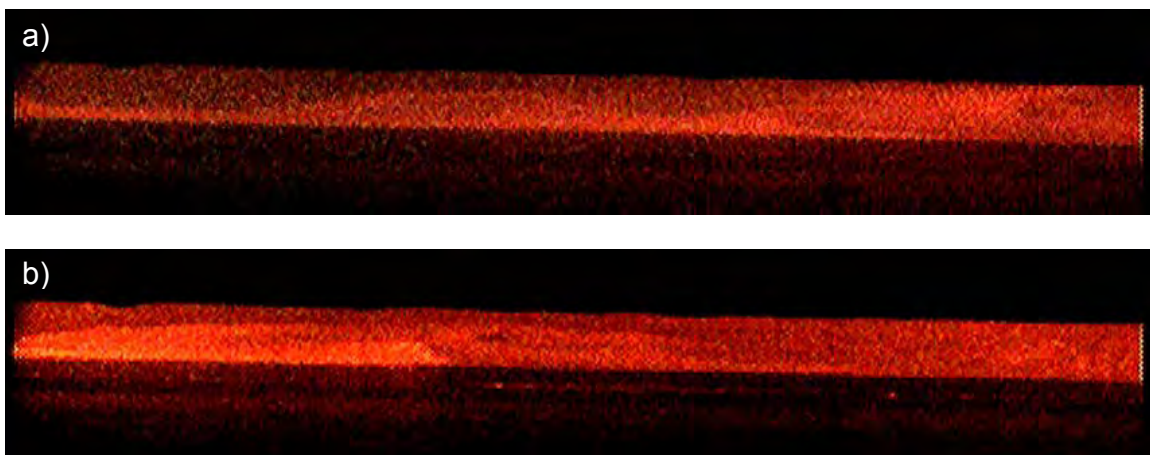


Figura 3.22. Para una distancia de 30 h, a) movimiento de translación sinusoidal de las zonas en naranja, b) la zona de recirculación ha tomado un gran tamaño.

Para 40-60 h el comportamiento es muy parecido al descrito para 30 h, nada más que al ir aumentando la distancia, las zonas de acumulación de masa llegan a ser

menos intensas (en cuando a iluminación y tamaño, es decir, con menor concentración de masa y volumen) y su movimiento de traslación es mayor.

Como ya se ha mencionado, las zonas en amarillo tienen un movimiento principalmente oscilatorio, mientras que en las zonas en naranja se traslada masa de izquierda a derecha o viceversa. Al analizar los videos a una velocidad de reproducción adecuada (a 2x), se visualiza claramente que el movimiento de estas dos zonas están vinculadas, es decir, si la zona en amarillo en su movimiento oscilatorio está hacia la derecha (mayor concentración de masa del lado derecho), la masa de la zona de naranja se traslada principalmente hacia la derecha, y para una oscilación hacia la izquierda se da el caso contrario. Los parámetros que juegan un papel importante para este movimiento en conjunto es la ubicación de las zonas en amarillo, el número de estas zonas y un posible movimiento de expansión y compresión en lugar del movimiento oscilatorio. Para la expansión de la zona en amarillo, la masa exterior a ella se va a alejar de manera más o menos radial; para la compresión sucede el caso contrario.

Para 70 h las zonas de acumulación son muy tenues y de poca duración, pero ahora al reproducir el video a una velocidad mayor (2x o 4x) se aprecia más claramente un movimiento en forma de vórtice, principalmente en el extremo izquierdo con centro en la mitad, ver Figura 3.23. Este movimiento en forma de vórtice también se encuentra a distancias axiales más cortas, sin ser el movimiento importante.

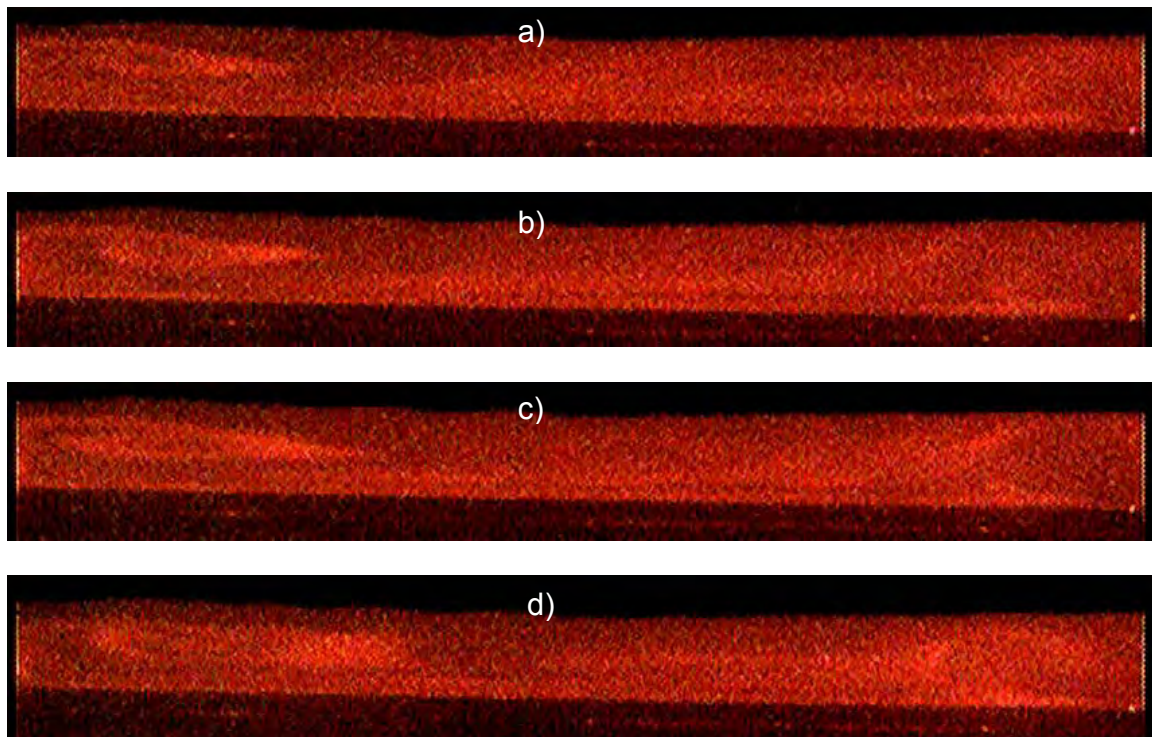


Figura 3.23. Para una distancia de 70 h, a), b), c) y d) nos muestra el desarrollo progresivo del movimiento en forma de vórtice.

En la sección 3.1 se concluyó que el régimen laminar termina aproximadamente a una distancia 81 h. A una distancia de 90 h el criterio de bidimensionalidad propuesto ya no se cumple, ya que la altura del flujo varía considerablemente con la dirección z (ver Figura 3.24 a) y b)), también a esta distancia se aprecia una serie de despegues (de pequeña magnitud y duración) la cual se dio solo en la región izquierda. De esta distancia axial para adelante, no se encontró algún tipo de movimiento bien definido.

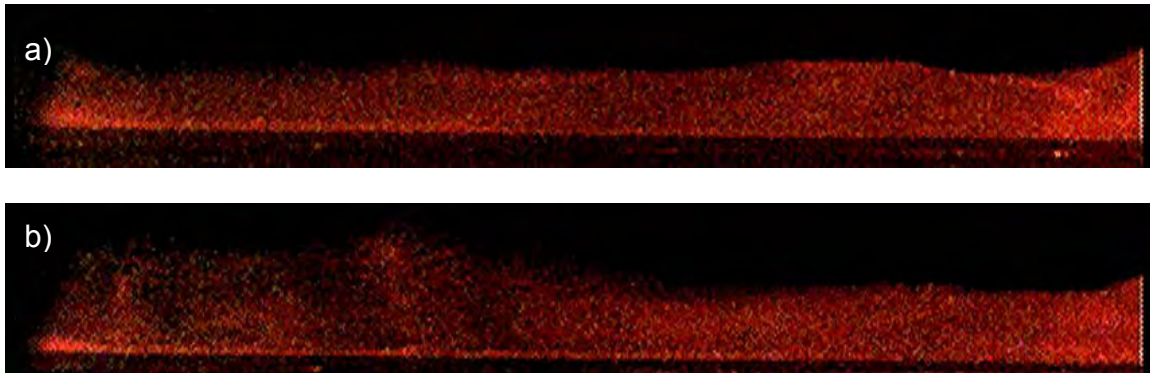


Figura 3.24 para una distancia de 90 h, a) y b) ya no se cumple el criterio de bidimensionalidad.

En la locación en 130 h, el despegue ya se presenta con bastante frecuencia, ubicándose principalmente en la zona central, el movimiento en este plano se da del centro a los extremos. El contorno superior del fluido en visualización tiende a permanecer constante en los extremos.

Desde el plano ubicado a 150 h hasta el final de la zona de estudio se presenta el despegue de manera muy intensa, aumentando la altura de levantamiento y el efecto tridimensional que trae intrínseco, al ir aumentar la distancia en x. En la Figura 3.25 se muestra el plano de visualización para 180 h, se observa un flujo totalmente tridimensional.

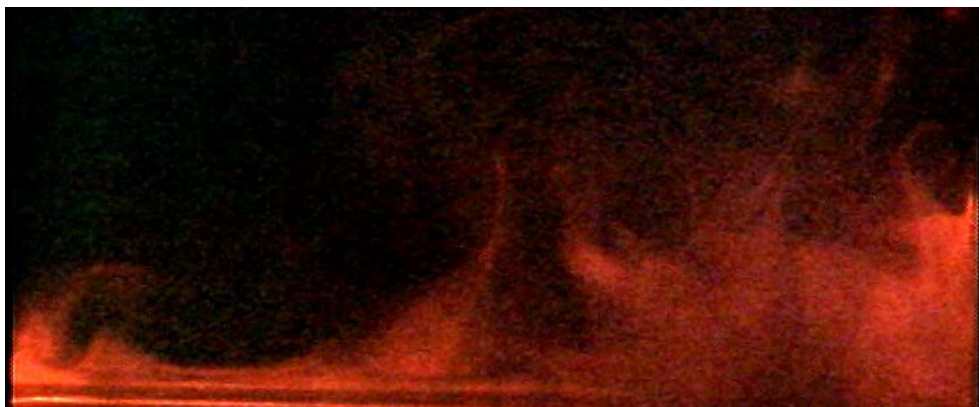


Figura 3.25 Totalmente tridimensional.

### 3.4 MEDICIONES DE LOS PERFILES DE VELOCIDADES PROMEDIOS Y TURBULENTOS.

Con el equipo de anemometría mencionado en la sección 2.2, se obtuvieron los datos experimentales necesarios para la obtención tanto de los perfiles de velocidades promedios como la raíz cuadrática media de las fluctuaciones.

La velocidad promedio temporal se obtiene de la siguiente manera:

$$U = 1 / N * \sum_{i=1}^N u(t_i)$$

La raíz cuadrática media de las fluctuaciones se obtuvo de:

$$u_{rms} = [ 1 / (N-1) * \sum_{i=1}^N (u(t_i) - U)^2 ]^{1/2}$$

en donde:

N = números de datos

$u(t_i)$  = velocidad en el instante  $t_i$  [ m / s ]

U = velocidad promedio [ m / s ]

Las mediciones se hicieron con la idea de tener un primer acercamiento al chorro de pared, viendo su evolución a grandes rasgos. Se fijó el gasto para obtener un número de Reynolds de 686.3.

$$Re = u_{mi} * h / \nu = 3.5 * 0.003 / (1.53 * 10^{-5}) = 686.3$$

En donde:

$U_{mi}$  = es la velocidad máxima alcanzada en la salida del chorro [ m / s ]

h = altura de la boquilla [ m ]

$\nu$  = viscosidad cinemática [ m<sup>2</sup> / s ]

En la Figura 3.26 se muestran las gráficas de velocidad instantánea como función del tiempo para diferentes localidades. En la tabla 1 se muestran los valores de U,  $u_{rms}$  e intensidad de turbulencia correspondientes para esas mismas localidades. En la Figura 3.27 se presentan las graficas de U y  $u_{rms}$  como función de x. En la Figura 3.28 se muestran los perfiles de velocidad promedio y fluctuante a lo ancho del chorro de pared para tres diferentes localidades.

Tabla 1

Locación	y mm	Z mm	x mm	U	u rms	Turbulencia	
						$u_{rms} / U$	%
a)	15	0	0	3.163	0.048	0.01517547	1.51754663
b)	15	0	50	2.258	0.032	0.01417183	1.41718335
c)	15	0	100	1.868	0.044	0.0235546	2.35546039
d)	15	0	150	1.66	0.037	0.02228916	2.22891566
e)	15	0	200	1.53	0.028	0.01830065	1.83006536
f)	15	0	250	1.387	0.04	0.02883922	2.88392213
g)	15	0	300	1.235	0.173	0.14008097	14.0080972
h)	15	0	350	1.236	0.044	0.03559871	3.55987055
i)	30	0	350	0.94	0.213	0.22659574	22.6595745

De la Figura 3.26 se puede apreciar que el nivel de fluctuación de la velocidad para las localidades a – e son muy similares, todas las localidades se encuentran dentro del régimen laminar, en f) se ve un crecimiento moderado en las fluctuaciones de la velocidad, para la localidad reportada en g) se obtuvieron patrones característicos de la transición (con intermitencia), en h) se observa que el nivel de las fluctuaciones han disminuido considerablemente llegando a ser parecidas a las obtenidas en la región laminar. Para poder comparar los datos obtenidos en las diferentes localidades se calcula la intensidad de turbulencia que se define como:

$$T = u_{rms} / U$$

Los valores de intensidad de turbulencia en cada localidad se encuentran calculadas en la tabla 1, de la cual se aprecia que en h) se tiene un mayor nivel de turbulencia que en las localidades ubicadas en la región laminar, pero la intermitencia si ha disminuido considerablemente, y esto se puede deber a que para esta posición los efectos viscosos debido a la pared juegan un papel importante y que el despegue del fluido de la pared es muy común. No hay que olvidar que todas las localidades a – h se encuentran a una distancia  $y = 15$  mm y en la zona central  $z = 0$ . La última localidad i) se encuentra localizado a la misma distancia axial y transversal que h) sólo que a 15 mm más distante en la dirección normal, en donde se aprecia de nuevo el patrón transitorio, pero ahora con mayor turbulencia e intermitencia.

De los datos de la figura 3.26 se obtuvo la figura 3.27. En la Figura 2.27 a) se aprecia como el valor de la velocidad va decreciendo monótonicamente con respecto a la distancia axial. En la sección 3.1 se llegó a la conclusión mediante las visualizaciones de que la longitud del régimen laminar permanece casi constante para un amplio rango del gasto, en un valor cercano a  $81 \cdot h$ , lo que es igual a  $81 \cdot 0.003$  mm = 243 mm. En la figura 3.27 b) se observa que la  $u'$  tiene un comportamiento ondulatorio cerca de la distancia axial de 240 (muy parecida la longitud del régimen laminar obtenida visualmente) en donde se incrementa rápidamente el valor de  $u'$  hasta llegar a la localidad g), después de la cual vuelve a disminuir.



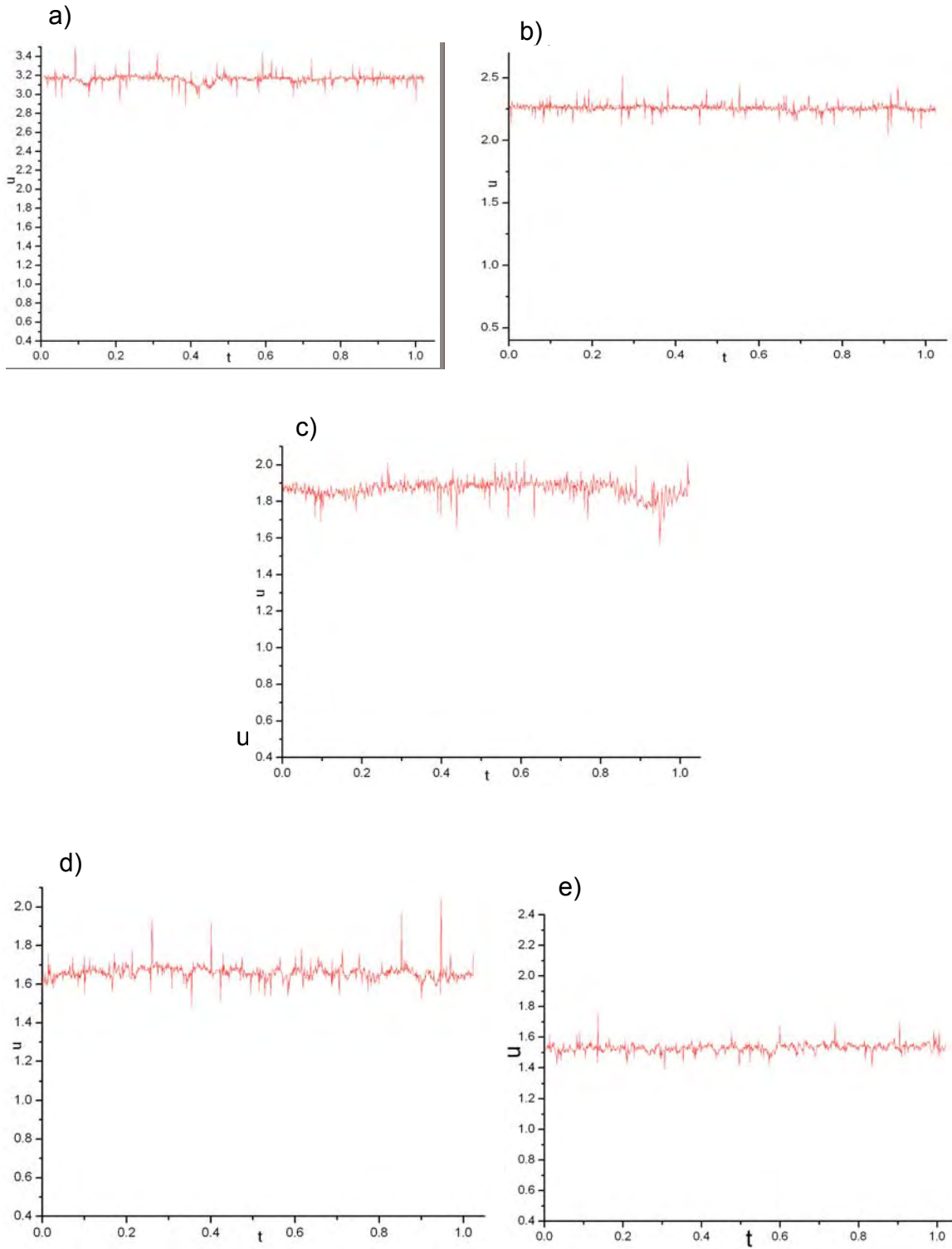


Figura 3.26. Todas las locaciones se ubican a una  $z = 0$ , a), b), c), d), e), f), g) y h) se localizan a una  $y = 15$  mm y a una  $x = 0, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350$  respectivamente, y i) se ubica a una  $y = 30$  y  $x = 350$ .



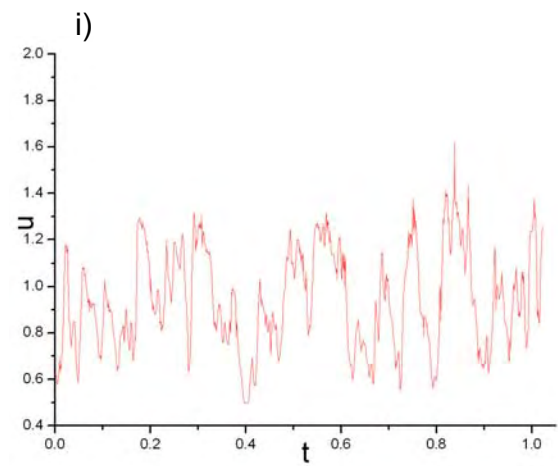
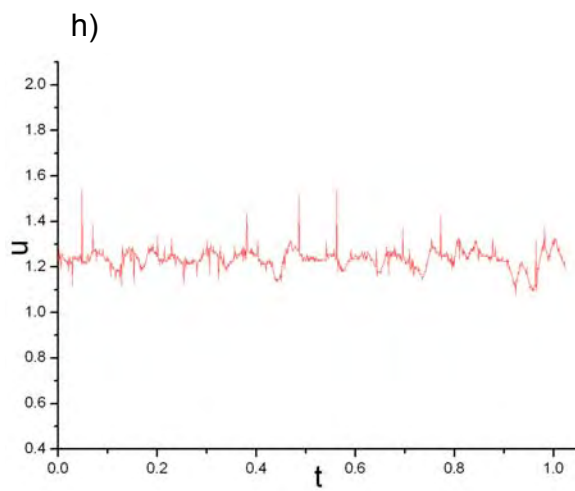
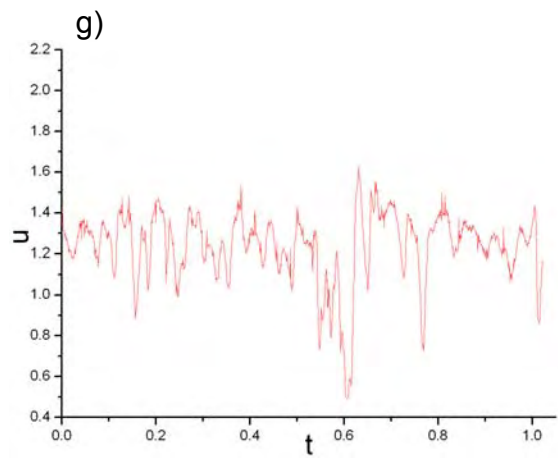
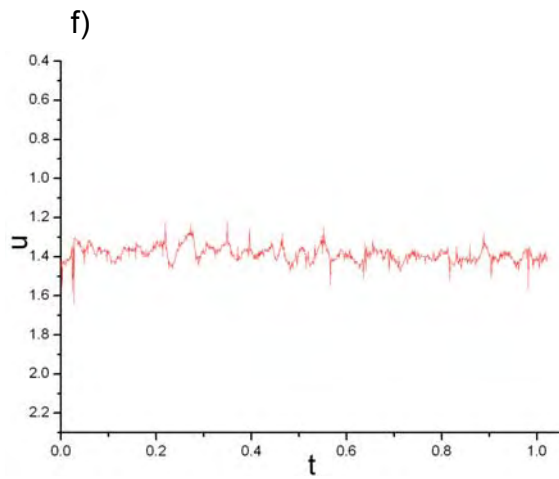


Figura 3.26 (continuación)

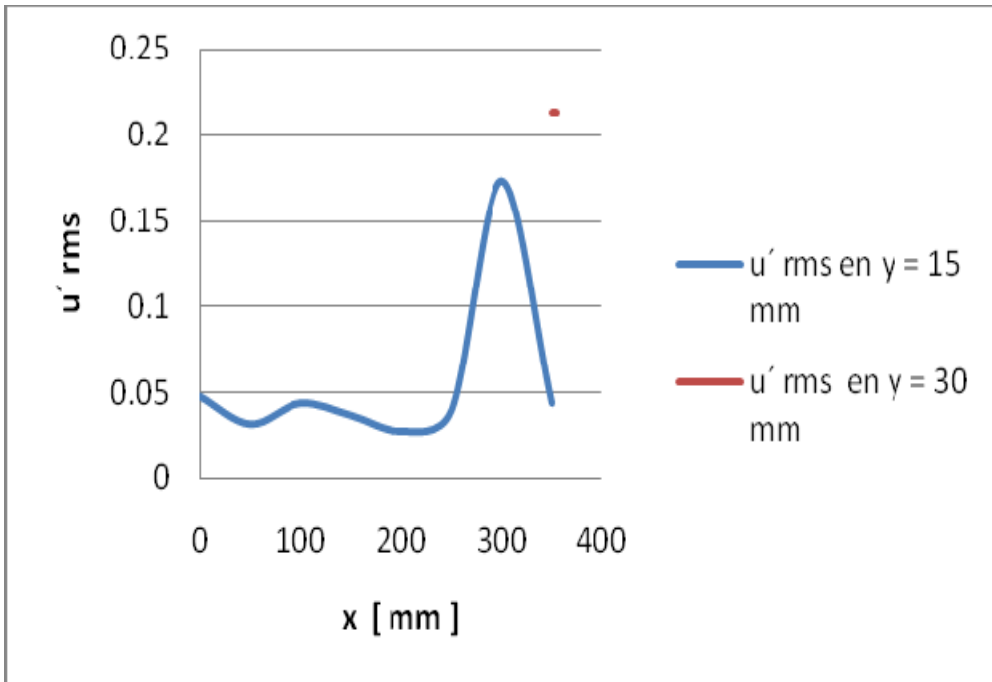
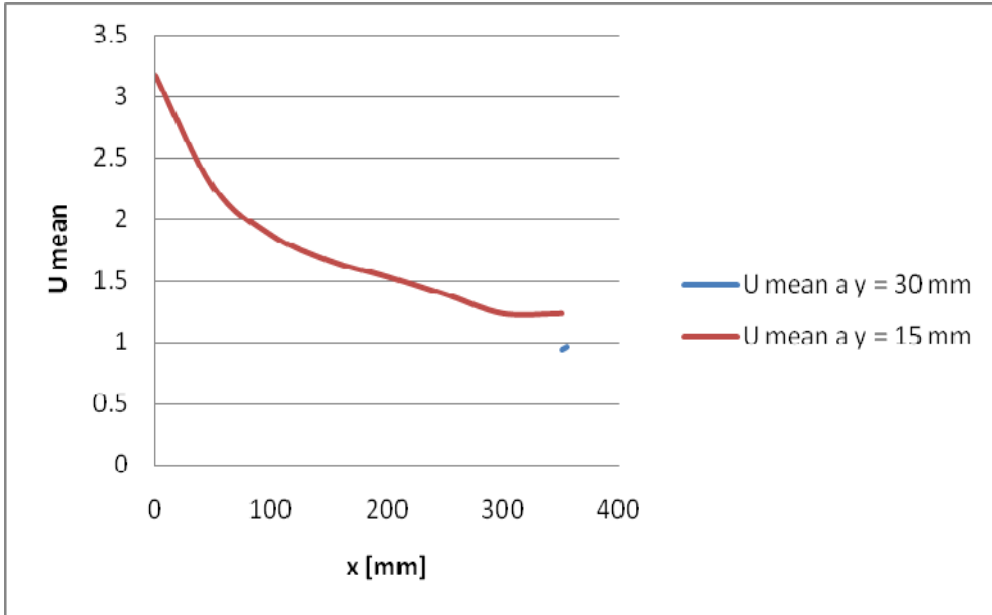


Figura 3.27 a)  $u$  prom vs distancia en  $x$  , b)  $u'$  vs distancia en  $x$ .

En la Figura 3.28 se muestran los perfiles de velocidades tanto promedio como fluctuante a la salida del chorro (en  $x = 2$  mm), para régimen laminar en  $x = 52$  mm y para la transición en una ubicación en  $x = 302$  mm. Para la salida, el perfil de velocidad promedio es parabólico como se esperaba y el perfil de velocidades fluctuante tiene un comportamiento muy incierto, lo cual se puede deber al bajo nivel de las fluctuaciones, en la Figura 3.28 a) los dos perfiles están sobre la misma escala. En ambos perfiles se puede ver que los dos últimos datos fueron anormales, lo cual se puede deber a la entrada de una corriente de aire en el laboratorio durante su toma.

Para el régimen laminar (Figura 3.28 c y d) se aprecia un nivel de turbulencia igual de bajo que en la salida del chorro, en el perfil de velocidad promedio se puede ver el efecto tanto de la pared como el del ambiente quieto. En el perfil de velocidad fluctuante se obtuvieron 2 máximos localizados uno en la zona interna y el otro en la zona externa.

Ya en la transición el perfil de velocidad promedio y fluctuante tienden el mismo orden de magnitud (Figura 3.28 e y f). El flujo ya se ha expandido bastante en la dirección normal (debido al despegue), para ambos perfiles se obtuvieron curvas con variaciones muy importante y patrones muy complicados, lo cual nos da una idea de lo complejo que es la transición.

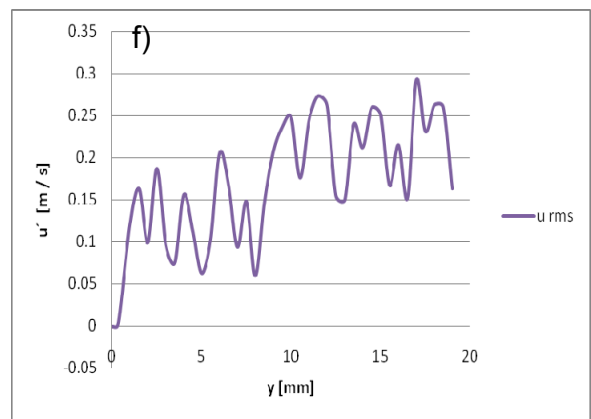
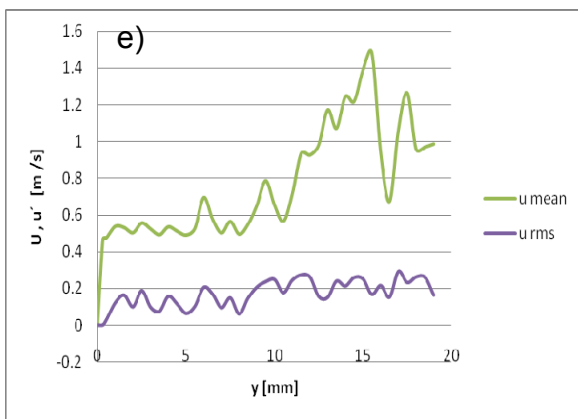
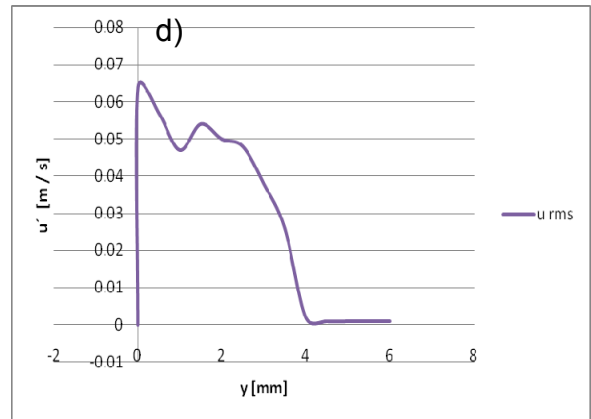
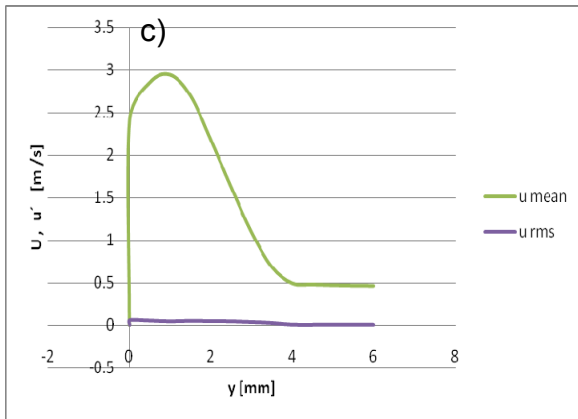
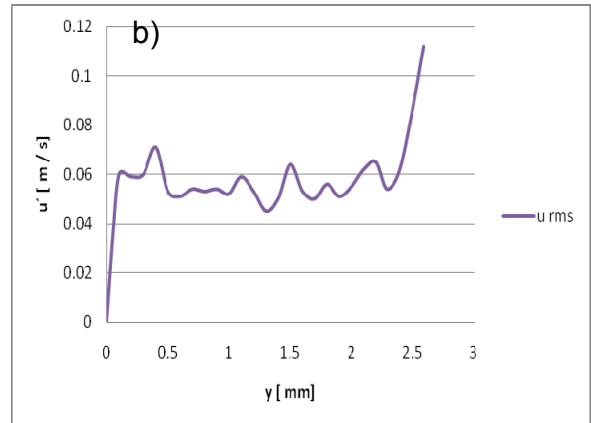
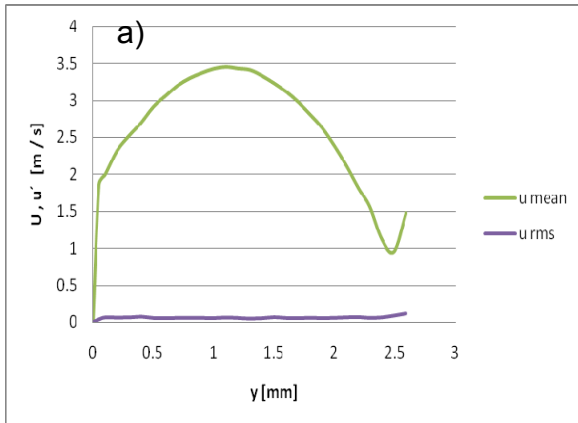


Figura 3.28. a) y b) para una locacion en  $x = 2$  mm, c) y d) para una locacion en  $x = 52$ , e) y f) en  $x = 302$  mm.

## CAPÍTULO IV CONCLUSIONES

Utilizando la técnica de visualización con plano de luz láser se caracterizó a grandes rasgos la evolución del flujo (bajo la condición de un ambiente quieto) con respecto al gasto, teniendo en nuestra zona de estudio las siguientes configuraciones: a) flujo totalmente laminar, b) flujo con una zona laminar e inmediatamente seguido de una zona de crecimiento de las perturbaciones y c) un flujo con una zona laminar e inmediatamente seguida de una zona totalmente turbulenta (sin transición apreciable).

Se encontró que la longitud del régimen laminar para la mayor parte del rango del gasto en estudio permanecía muy cercana al punto ubicado a 81 h de la salida de la boquilla, es decir, la longitud del régimen laminar permaneció casi invariable con respecto al número de Reynolds para un amplio rango de valores de este parámetro adimensional.

Se describieron los cuatro principales casos de formación de los vórtices tanto en la capa interna como en la capa externa. Las condiciones necesarias para el surgimiento de los vórtices en la capa externa, son la aparición y un adecuado desarrollo de un pico en la parte superior de la ondulación. Las variables que juegan un papel importante para determinar el tipo de vórtices que se va a desarrollar son la diferencia de velocidad y de amplitud entre ondulaciones adyacentes.

Se logró identificar y describir un movimiento importante en los planos transversales desde distancias (axiales) muy cercanas a la salida del flujo hasta una distancia de 90 h. En la literatura se encuentra para los estudios teóricos y numéricos modelos bidimensionales, lo cual se contrapone con el movimiento complicado encontrado en los planos transversales. Se puede justificar la utilización de modelos teóricos bidimensionales por la diferencia en el orden de magnitud entre la velocidad axial y las otras dos componentes de la velocidad, aunque esto último no le resta decoro al estudio del movimiento existente en los planos transversales.

Se obtuvieron algunos perfiles de velocidad usando el anemómetro de hilo caliente, sin entrar en mucho detalle en el análisis de sus características, pero se ve que concuerdan bien con los reportados en la literatura.

Gracias a las visualizaciones realizadas, se lograron definir varias propuestas dignas de una investigación más profunda, así como las condiciones más convenientes para su estudio en un futuro. Entre otras se pueden mencionar las siguientes: Estudio de la longitud del régimen laminar y su independencia del gasto, el comportamiento complejo del flujo en planos transversales, el papel que juegan las zonas de recirculación en la transición, verificación de las hipótesis de capa límite bidimensional para un chorro de pared plano.



## REFERENCIAS

- [1] Glauert, M. B., The wall jet. J. Fluid Mech. 625-643 **1**
- [2] N. Riley, Effects of compressibility on a laminar wall jet. J. Fluid Mech. **4** (1958)
- [3] Fox y Steiger, Some mass transfer effects on the wall jet. J. Fluid Mech. **15**.
- [4] Katz, Horev y Wygnanski, The forced turbulent wall jet. J. Fluid Mech. **242** (1992)
- [5] Wygnanski, Katz y Horev, On the applicability of various scaling laws to the turbulent wall jet. J. Fluid Mech. **234** (1992)
- [6] P. Bakke, An experimental investigation of a wall jet. J. Fluid Mech. 467-472 **2** (1957)
- [7] Schwarz y Cosart, The two-dimensional turbulent wall-jet. J. Fluid Mech. **10** (1961).
- [8] Kruka y Eskinazi, The wall-jet in a moving stream. J. Fluid Mech. **20** (1964).
- [9] Chao y Sandborn, Evaluation of the momentum equation for a turbulent wall jet. J. Fluid Mech. **26** (1966)
- [10] Sforza y Herbst, A study of three-dimensional, incompressible, turbulent wall jets. A. I. A. A. J. 273 **8** (1970) .
- [11] H. P. A. H. Irwin, Measurement in a self-preserving plane wall jet in a positive pressure gradient. J. Fluid Mech. **61** (1973).

[12] Dakos, Verriopoulos y Gibson, Turbulent flow with heat transfer in plane and curved wall jets. *J. Fluid Mech.* **145** (1984)

[13] Zhou, Heine y Wygnanski, The effects of excitation on the coherent and random motion in a plane wall jet. *J. Fluid Mech.* **310** (1996)

[14] Chun y Schwarz, Stability of the plane incompressible viscous wall jet subjected to small disturbance. *Phys. Fluids.* 911-915 **10** 1967

[15] Bajura y Szewczyk, Experimental investigation of a laminar two-dimensional plane wall jet. *Phys. Fluids.* 1653-1664 **13** (1970)

[16] Bajura y Catalano, Transition in a two-dimensional plane wall jet. *J. Fluid Mech.* **70** (1975)

[17] Mele, Morganti, Scibilia y Lasek, Behavior of wall jet in Laminar-to-Turbulent transition. *AIAA* (1986)

[18] Hsiao y sheu, Double row vortical structures in the near field region of a plane wall jet. *Experiments in Fluids.* 291-301 **17** (1994)