



POSGRADO EN CIENCIA E INGENIERÍA DE MATERIALES

INSTITUTO DE INVESTIGACIONES EN MATERIALES

**“CARACTERIZACIÓN DE UN FLUJO  
TURBULENTO EN LA PRODUCCIÓN DE  
UNA EMULSIÓN”**

T E S I S

**QUE PARA OBTENER EL GRADO DE**

MAESTRO EN CIENCIAS E INGENIERÍA EN MATERIALES

**PRESENTA**

ING. FABIO ERNESTO MANCILLA RAMOS





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.

# Agradecimientos

Muchas personas intervinieron en la realización de esta tesis, por lo que no podre mencionarlas de manera individual, pero en principio quiero agradecer su ayuda y asesoría al Dr. Roberto Zenit Camacho quien me permitió incorporarme a su equipo de trabajo, cuando creí que ya no tendría tutor para concluir la maestría. Agradezco también al Dr. Santos Méndez Díaz ya que sin su colaboración y apoyo financiero las mediciones de los campos de velocidad no se hubieran realizado, aunque todavía no comprendo el porqué no me fue permitido incluirlo como co-director de este trabajo. Tengo también que agradecer a todos mis compañeros de la maestría ya que sin su apoyo esto no hubiera sido posible.

Este proyecto fue realizado en las instalaciones del Instituto de Investigaciones en Materiales de la Universidad Nacional Autónoma de México. Se contó con el apoyo financiero del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT). Así como con el apoyo complementario otorgado por el proyecto PAPIIT-IN109108.

## RESUMEN

En este estudio se diseñó, construyó y caracterizó un arreglo experimental para producir un flujo turbulento homogéneo e isotrópico con cero velocidad media. La motivación principal surge del estudio de los mecanismos de formación de emulsiones. El campo turbulento fue generado por medio de seis chorros de agua diametralmente opuestos dirigidos a un mismo punto focal en el centro de un contenedor rectangular. El nivel de intensidad de turbulencia se controló variando la velocidad y el diámetro de inyección de los chorros. El método de velocimetría por imágenes de partículas (PIV) fue utilizado para medir las características de la turbulencia. Las propiedades del flujo que fueron estudiadas fueron las escalas de longitud, tiempos característicos y las funciones de densidad de probabilidad. Se encontró que el flujo en la caja es aproximadamente homogéneo e isotrópico para algunos de los casos analizados. Además se observó que el sistema es muy sensible a la precisión en la alineación ya que de lo contrario se presenta un flujo medio importante. La magnitud de la turbulencia generada corresponde a valores de velocidad *rms* (*root-mean-square*) tan grandes como 0.64 m/s, correspondiendo a una longitud y número de Reynolds de la microescala de Taylor de 0.11 mm y 123 respectivamente. Finalmente, se llevaron a cabo algunas visualizaciones preliminares del rompimiento de burbujas y filamentos viscosos.

# ÍNDICE

## INTRODUCCIÓN

<b>1. ANTECEDENTES</b> .....	<b>1</b>
1.1 ECUACIONES DE CONSERVACIÓN DE LA DINÁMICA DE FLUIDOS .....	2
1.2 PRINCIPIOS DE TURBULENCIA .....	4
1.2.1 COMPORTAMIENTO FÍSICO .....	4
1.2.2 ESFUERZOS DE REYNOLDS .....	5
1.2.3 DEFINICIÓN DE ESCALAS TURBULENTAS .....	7
1.2.4 ACOPLAMIENTO ENTRE ESCALAS EN FLUJOS TURBULENTOS .....	11
1.2.4.1 LA CASCADA DE ENERGÍA .....	12
1.3 ESTUDIO DE LA TURBULENCIA HOMOGÉNEA .....	14
1.4 DESCRIPCIÓN ESTADÍSTICA DE TURBULENCIA .....	15
1.4.1 LA DENSIDAD DE PROBABILIDAD .....	15
<b>2. TÉCNICAS DE VISUALIZACIÓN DE FLUJO</b> .....	<b>20</b>
<b>2.1 VELOCIMETRÍA POR IMÁGENES DE PARTÍCULAS (PIV)</b> .....	<b>20</b>
2.1.1 ILUMINACIÓN .....	22
2.1.2 CAPTURA DE IMÁGENES .....	22
2.1.3 ANÁLISIS DE IMÁGENES .....	23
2.1.4 POST-PROCESADO .....	25
<b>3. DESARROLLO EXPERIMENTAL</b> .....	<b>26</b>
3.1 DISEÑO DEL EXPERIMENTO .....	26
3.2 DESCRIPCIÓN DEL SISTEMA .....	26
<b>4. RESULTADOS</b> .....	<b>32</b>
4.1 ADQUISICIÓN DE IMÁGENES .....	32
4.2 CARACTERIZACIÓN DEL CAMPO TURBULENTO .....	33
<b>CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES</b> .....	<b>55</b>
<b>REFERENCIAS</b> .....	<b>58</b>

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 Flujo turbulento estacionario y no estacionario [36].....	6
Figura 1.2 Muestra la forma de la función de correlación para un flujo turbulento y las escalas de Taylor, las partes sombreadas son equivalentes.....	8
Figura 1.3 Muestra la forma típica de un espectro de energía en el espacio del número de onda para un flujo turbulento completamente desarrollado. El flujo alcanza un estado estacionario cuando las cantidades estadísticas cambian lentamente como función del tiempo.....	9
Figura 1.4. Diagrama de la cascada de energía. En el espacio físico, los grandes remolinos se rompen en remolinos cada vez más pequeños. La energía es suministrada al flujo a una tasa de $\varepsilon_T$ , transfiriéndose a las escalas más pequeñas a $\varepsilon_r$ y disipada en forma de calor a una tasa $\varepsilon$ [27] .....	12
Figura 1.5. Mediciones de la densidad de probabilidad de una función estacionaria.....	16
Figura 1.6. Una función con factor asimétrico $S$ positivo .....	17
Figura 1.7. Funciones con pequeña y grande kurtosis respectivamente .....	18
Figura 2.1 Configuración propia de un sistema de PIV [7] .....	20
Figura 2.2 Descripción de dos técnicas de grabación en sistemas PIV .....	22
Figura 2.3 Obtención del vector velocidad extraída de un par de imágenes.....	23
Figura 2.4. Método de correlación cruzada para procesamiento de imágenes PIV.....	24
Figura 3.1 Dispositivo construido para la realización de los experimentos.....	27
Figura 3.2. Dispositivo para alineación de chorros .....	29
Figura 3.3. Alineación de chorros.....	29
Figura 3.4. Bomba de pistón.....	29
Figura 3.5. Secuencia de ruptura de burbujas. En la secuencia puede observarse, la deformación gradual que la turbulencia generada ejerce sobre una burbuja de aire, la	

cual empieza a elongarse y aplanarse en diferentes puntos de su superficie, hasta provocar su ruptura ..... 30

Figura 3.6. Secuencia de ruptura de un filamento. En la figura se observa el efecto de la turbulencia sobre un filamento de alta viscosidad ( $30,000 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ), en el cual los esfuerzos de Reynolds son importantes, elongándolo hasta llegar a un diámetro crítico en el cual los efectos capilares son considerables iniciándose así el proceso de ruptura del filamento ..... 31

Figura 4.1. Visualización del flujo ..... 32

Figura 4.2. Mapas vectoriales obtenidos del campo de velocidad: a) mapa vectorial completo de los vectores de velocidad; b) mapa vectorial de las velocidades medias ..... 34

Figura 4.3. Variaciones de las velocidades medias, intensidad de turbulencia y radio isotrópico con la velocidad de inyección de agua para boquillas: a) para todos los diámetros de boquillas; b) 19.05 mm; c) 15.88 mm; d) 12.7 mm; e) 9.53 mm y f) 6.53 mm ..... 37

Figura 4.4. Factores de asimetría y kurtosis de las velocidades fluctuantes  $u'$  y  $v'$  para boquillas: a) para todos los diámetros de boquillas; b) 19.05 mm; c) 15.88 mm; d) 12.7 mm; e) 9.53 mm y f) 6.53 mm ..... 38

Figura 4.5. Esfuerzos turbulentos para todas las condiciones de operación de velocidades de inyección para boquillas: a) para todos los diámetros de boquillas; b) 19.05 mm; c) 15.88 mm; d) 12.7 mm; e) 9.53 mm y f) 6.53 mm ..... 39

Figura 4.6. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de  $\phi$  19.05 mm y velocidad de inyección para 1.6 m/s ..... 41

Figura 4.7. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 19.05 mm  $\phi$  y velocidad de inyección para 2.2 m/s ..... 41

Figura 4.8. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 19.05 mm  $\phi$  y velocidad de inyección para 2.5 m/s ..... 41

Figura 4.9. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 15.88 mm  $\phi$  y velocidad de inyección para 2.1 m/s ..... 42

Figura 4.10. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 15.88 mm  $\phi$  y velocidad de inyección para 3.0 m/s ..... 42

Figura 4.11. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 15.88 mm $\varnothing$ y velocidad de inyección para 3.3 m/s .....	42
Figura 4.12. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 12.70 mm $\varnothing$ y velocidad de inyección para 3.2 m/s .....	43
Figura 4.13. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 12.70 mm $\varnothing$ y velocidad de inyección para 4.4 m/s .....	43
Figura 4.14. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 12.70 mm $\varnothing$ y velocidad de inyección para 4.8 m/s .....	43
Figura 4.15. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 9.53 mm $\varnothing$ y velocidad de inyección para 5.1 m/s .....	44
Figura 4.17. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 9.53 mm $\varnothing$ y velocidad de inyección para 7.2 m/s .....	44
Figura 4.18. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 9.53 mm $\varnothing$ y velocidad de inyección para 8.6 m/s .....	44
Figura 4.19. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 6.35 mm $\varnothing$ y velocidad de inyección para 8.6 m/s .....	45
Figura 4.20. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 6.35 mm $\varnothing$ y velocidad de inyección para 10 m/s .....	45
Figura 4.21. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 6.35 mm $\varnothing$ y velocidad de inyección para 10.3 m/s .....	45
Figura 4.22. Funciones de densidad de probabilidad de la boquilla de 19.05 mm $\varnothing$ con las diferentes intensidades de inyección de agua, a) 1.6 m/s b) 2.2 m/s c) 2.5 m/s.....	46
Figura 4.23. Funciones de densidad de probabilidad de la boquilla de 15.88 mm $\varnothing$ con las diferentes intensidades de inyección de agua, a) 2.1 m/s b) 3.0 m/s c) 3.3 m/s.....	47
Figura 4.24. Funciones de densidad de probabilidad de la boquilla de 12.70 mm $\varnothing$ con las diferentes intensidades de inyección de agua, a) 3.2 m/s b) 4.4 m/s c) 4.8 m/s.....	48
Figura 4.25. Funciones de densidad de probabilidad de la boquilla de 9.53 mm $\varnothing$ con las diferentes intensidades de inyección de agua, a) 5.1 m/s b) 7.2 m/s c) 8.6 m/s .....	49

Figura 4.26. Funciones de densidad de probabilidad de la boquilla de 6.35 mm  $\varnothing$  con las diferentes intensidades de inyección de agua, a) 8.6 m/s b) 10 m/s c) 10.3 m/s ..... 50

## LISTA DE TABLAS

Tabla 3.1 Velocidades de los chorros de agua utilizadas para la caracterización del flujo..... 28

Tabla 4.1. Valores estadísticos de los mapas de velocidad obtenidos con PIV ..... 36

Tabla 4.2. Escalas características turbulentas,  $Re_\lambda$  y energía cinética para cada diámetro de boquilla ..... 51

Tabla 4.3. Parámetros estadísticos de experimentos previos de turbulencia isotrópica y homogénea con flujos medios pequeños, se debe notar que dichas mediciones corresponden a diferentes fluidos y distintos medios de generación de turbulencia ..... 53

# NOTACIÓN

## LETRAS LATINAS

$F_i$	fuerza externa o de cuerpo por unidad de volumen [ $\text{N}/\text{m}^3$ ]
$K$	factor de planicidad o kurtosis
$K_o$	constante de Kolmogorov
$l$	escala de longitud integral [m] o mm
$L_K$	escala de longitud de Kolmogorov [m] o mm
$p$	presión [ $\text{N}/\text{m}^2$ ]
$q$	energía cinética turbulenta [ $\text{m}^2/\text{s}^2$ ]
$\text{Re}_L$	número de Reynolds característico de las grandes escalas
$\text{Re}_\lambda$	número de Reynolds turbulento
$R_{fg}$	función de correlación
$S$	factor de asimetría
$S_{ij}$	tensor de esfuerzos de las velocidades fluctuantes
$T$	período de promedio
$t$	tiempo [s]
$\Delta t$	separación entre pulsos de láser [ $\mu\text{s}$ ]
$U, V$	velocidades instantáneas [m/s]
$u_i, v_j$	componentes de velocidad (notación tensorial) [m/s]
$u'_{\text{rms}}$	intensidad de la turbulencia de la velocidad horizontal [m/s]
$v'_{\text{rms}}$	intensidad de la turbulencia de la velocidad vertical [m/s]
$x_i, x_j$	coordenadas espaciales (notación tensorial) [m]

## LETRAS GRIEGAS

$\delta_{ij}$	tensor delta de Kronecker
$\varepsilon$	tasa de disipación de energía cinética [ $\text{m}^2/\text{s}^3$ ]
$\varepsilon_I$	tasa de energía suministrada al flujo [ $\text{m}^2/\text{s}^3$ ]
$\varepsilon_T$	tasa de energía transferida a las pequeñas escalas [ $\text{m}^2/\text{s}^3$ ]
$\kappa$	número de onda [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\lambda$	escala de longitud de la microescala de Taylor [m] o mm
$\mu$	viscosidad dinámica del fluido [ $\text{Ns}/\text{m}^2$ ]
$\nu$	viscosidad cinemática del fluido [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]
$\rho$	densidad del fluido [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]
$\sigma_{ji}$	tensor de esfuerzos [ $\text{N}/\text{m}^2$ ]
$\tau_K$	escala de tiempo de Kolmogorov [s]
$v_K$	escala de velocidad de Kolmogorov [m/s]

## SUPERÍNDICES

$\overline{\langle \rangle}$	valor medio
'	componente fluctuante

## OBJETIVO

- Caracterización del flujo generado con una cámara de turbulencia controlada.

## OBJETIVOS PARTICULARES

- Determinación de los parámetros estadísticos que comprueben la existencia de un campo de flujo turbulento isotrópico y homogéneo.
- Estimación de la energía cinética y de disipación para el cálculo de las escalas turbulentas características del flujo generado por medio de la cámara de turbulencia.

## MOTIVACIÓN

Este trabajo es una continuación del estudio del proceso de formación de emulsiones. Cuando existe una diferencia considerable de viscosidad entre dos fluidos, al inicio del proceso de emulsificación se forman hilos viscosos, que en lo subsecuente llamaremos filamentos, los cuales se rompen en pequeñas gotas constituyendo de esta manera a la emulsión en cuestión. En un estudio preliminar únicamente se consiguió información visual sobre los procesos que aparecen en el inicio de la emulsificación. En dicho estudio se logró observar que la diferencia de presiones provocada por un agitador entre la interface de los fluidos debe ser grande, suscitando la ruptura de esta, mezclándose una parte del fluido mas viscoso en forma de filamentos. Como un resultado de la continua fragmentación de dichos filamentos y la consecuente formación de gotas, es que el proceso se inicia. No se logró obtener suficiente información para determinar cuáles eran los efectos responsables de la ruptura de dichos filamentos, sean los esfuerzos turbulentos o las inestabilidades capilares. Un análisis detallado del campo de velocidades y del cómo éstos influyen sobre un solo filamento es necesario para esclarecer cuales son los parámetros importantes que intervienen en el proceso. Lo que se pretende con esta investigación es desarrollar un experimento que sea capaz de generar un campo de flujo turbulento isotrópico y homogéneo con velocidades medias pequeñas, para generar intensidades de turbulencia elevadas en el centro de la cámara. Esto nos permite tener flujos a altos números de  $Re$  turbulento, con sus correspondientes esfuerzos de Reynolds altos capaces de iniciar el proceso de ruptura de filamentos. Fue necesario caracterizar el tipo de flujo generado con el arreglo experimental de los chorros para conocer el nivel de isotropía del flujo.

# CAPÍTULO 1

## ANTECEDENTES

Este proyecto es la continuación de otro trabajo, en el cual se visualizó el inicio del proceso de emulsificación en un mezclador de espas ordinario [13,14]. Se encontró que la emulsificación inicia cuando se forman filamentos viscosos, que se estiran y rompen debido a una combinación de dos efectos: la inestabilidad capilar [8] y las fluctuaciones turbulentas del medio acuoso [20]. La formación de filamentos ha sido observada por otros grupos, pero nunca para fluidos altamente viscosos. En dicho estudio se determinaron las condiciones experimentales bajo las cuales este proceso ocurría. Sin embargo, no se logró comprender cabalmente cuál era el mecanismo dominante que conllevaba a la formación y, en particular, al rompimiento de los filamentos. Tampoco se logró establecer el efecto de la intensidad turbulenta en el rompimiento. Puesto que ya se tienen identificados los mecanismos principales del inicio del proceso de emulsificación, en este trabajo se llevó a cabo un estudio detallado del campo de turbulencia generado mediante nuestro arreglo, para generar un campo homogéneo e isotrópico (ya que se trata de la turbulencia más sencilla a analizar) para que en análisis posteriores se puedan establecer los parámetros que inician la ruptura de los filamentos viscosos. Es necesario, entonces, iniciar con una revisión de los trabajos realizados hasta ahora y describir los arreglos geométricos de generación de turbulencia homogénea e isotrópica.

Se han desarrollado diversos métodos para generar turbulencia isotrópica y homogénea, ya que es el tipo de turbulencia más “sencilla” de ser estudiada. Los procesos que se llevan a cabo dentro de un fluido que se encuentra en este régimen son relativamente bien entendidos. Además, su estudio sirve de base para flujos no isotropos, como lo son realmente los generados en la naturaleza y en la industria.

Uno de los métodos más usuales para generar turbulencia isotrópica y homogénea ha sido por medio de mallas ya sean estacionarias o móviles, a través de las cuales se hace pasar una corriente de fluido (aire o agua, siendo estos los más usuales). La turbulencia generada por oscilaciones verticales de una malla horizontal plana en agua contenida en un tanque fue usada para estudiar ciertas propiedades de turbulencia cercanamente isotrópica [9]. Dichas mallas oscilatorias inducen turbulencia en geometrías confinadas, es decir tanques como comúnmente se usa en el estudio de turbulencia sin flujo de corte medio. Está demostrado que la generación de circulación de flujos medios secundarios durante dichos experimentos, pueden ser reducidos seleccionando condiciones que disminuyan los gradientes de los esfuerzos de Reynolds dentro del fluido [12]. Para ello existen diversas geometrías de las rejillas, las cuales pueden ser cuadradas o triangulares con barras cilíndricas o planas (con las barras circulares se tienen menores esfuerzos). Existen otros métodos de generar la turbulencia, como lo son disparar chorros situados en el fondo de un tanque lo suficientemente grande como para que el flujo se desarrolle completamente. Las estelas que forman los chorros tendrán un comportamiento similar a aquellos formados por una corriente que pasa a través de una rejilla, por lo que el resultado viene a ser análogo. En ocasiones, en dichos arreglos experimentales, la

## CAPÍTULO 1. ANTECEDENTES

operación de los chorros se hace de manera asíncrona, con un flujo accionado aleatoriamente [29]. Comparado con los tanques de rejillas agitadas, este sistema ofrece flujos medios más pequeños con un número de Reynolds turbulento equivalente, pero con mucho menos partes móviles [29]. Variano et al. [30], reportaron mediciones de un flujo sobre un arreglo plano de chorros sintéticos, disparando aguas arriba en un patrón aleatorio espacio-temporal para crear turbulencia en una interface aire-agua. El flujo generado por los actuadores aleatorios de los chorros es turbulento, con un número de Reynolds grande y un flujo medio débil. La turbulencia es homogénea en una larga región y tiene una isotropía característica equivalente a la generada por mallas turbulentas. Ellos exploraron los efectos de accionar estos chorros de distintos modos aleatorios en espacio y tiempo, encontraron que el número de chorros disparando a un instante dado y la distribución de la duración de disparo de estos chorros, afectan de gran manera el flujo resultante. Identificaron y configuraron el patrón de acción de los chorros adecuado para la geometría del tanque que utilizaron. En esta configuración óptima el flujo tiene alta repetibilidad estadística y rápidamente alcanza el estado estacionario. En esta región homogénea, se encontró un número de Reynolds basado en la microescala de Taylor, midiendo todos los componentes de la velocidad media, y esta fue menor del 10% de la magnitud de las velocidades fluctuantes, lo que representa un avance ya que lograron identificar varios parámetros importantes en la caracterización de un flujo turbulento [30]. Métodos novedosos en la generación de la turbulencia, son aquellos en los cuales se utiliza el mismo principio de las mallas, pero éstas son colocadas en las esquinas de una caja cubica provocando que en el interior de la cámara (centro). Estos flujos turbulentos generan una mejor isotropía. Con este mismo fundamento se han desarrollado cámaras de turbulencia en los cuales se busca una mayor intensidad de turbulencia. Birouk et al. [4] generaron un campo turbulento por medio por ocho ventiladores eléctricos situados simétricamente en las ocho esquinas internas, colocados en la parte exterior de la cámara cubica. La intensidad de la turbulencia fue controlada variando la velocidad de los ventiladores. La velocimetría laser doppler (LDV por sus siglas en inglés) fue utilizada para caracterizar completamente el campo de flujo generado dentro de la cámara. Los principales resultados indican que la turbulencia fue homogénea e isotrópica con una velocidad media casi de cero, dentro de una región esférica de 20 mm de radio en el centro de la cámara. La escala de longitud integral turbulenta fue encontrada para ser constante e independiente de la intensidad de la turbulencia [4]. Hwang e Eaton [16] reportaron un nuevo método de generar turbulencia isotrópica y homogénea con flujo medio pequeño, usando ocho bocinas situadas en las esquinas de una cámara cubica. Reportaron poder generar turbulencia energética con *rms* de las velocidades tan grandes como 0.87 m/s, correspondiendo estas a número de Reynolds de la microescala de Taylor,  $Re_\lambda$  de 218. De manera similar, se ha buscado este mismo efecto inyectando un fluido dentro una cámara, aplicando los métodos anteriormente descritos como en [3]. Krawczynski et al. [19] describen un estudio experimental de un reactor parcialmente agitado. El reactor es una caja cubica en la cual el aire entra continuamente inyectado a través de 12 chorros situados en dos planos opuestos y chocando en la región central. El flujo en el interior del reactor se aproxima a un flujo estacionario y globalmente homogéneo e isotrópico. Las propiedades globales del flujo turbulento y el proceso de mezclado se estudian en términos de sus escalas integrales, tiempos característicos, etc.

Dado el enfoque básico seguido en este trabajo y de acuerdo a lo que se refiere al contexto de la turbulencia homogénea e isotrópica, es importante mostrar algunos conceptos de la teoría desarrollada hasta ahora.

## 1.1 ECUACIONES DE CONSERVACIÓN DE LA DINÁMICA DE FLUIDOS

La dinámica de fluidos está descrita por un conjunto acoplado de ecuaciones, que representan el fundamento matemático de las leyes de conservación de la física. Estas incluyen las ecuaciones que representan la conservación de momento junto con la hipótesis de los esfuerzos de corte relacionados, la ecuación de continuidad y de conservación de energía. La experiencia nos muestra que la ecuación de Navier-Stokes describe el flujo de un fluido newtoniano de manera exacta. En la mayoría de los casos, dado que las ecuaciones simplificadas no se pueden resolver de manera analítica, se deben usar métodos numéricos. Utilizando notación de tensores cartesianos, la ecuación de continuidad en su forma conservativa incompresible queda de la siguiente forma,

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.1)$$

y la ecuación de momento es,

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \sigma_{ji} + F_i \quad (1.2)$$

donde  $u_i$  es la velocidad en la dirección  $x_i$ ,  $t$  es el tiempo,  $\rho$  es la densidad del fluido,  $F_i$  es una fuerza externa (o de cuerpo)/unidad de volumen en  $[N/m^3]$ , y  $\sigma_{ji}$  es el tensor de esfuerzos el cual para un fluido newtoniano es,

$$\sigma_{ji} = -p\delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (1.3)$$

donde  $p$  es la presión y  $\mu$  es la viscosidad cinemática. Se consideran fluidos incompresibles a líquidos y gases fluyendo a bajas velocidades. Si no existen variaciones en la densidad, no habrá, ninguna relación entre la ecuación de la energía, de momento y conservación de la masa. El campo de flujo puede ser resuelto considerando solamente a las ecuaciones de momento y continuidad. La ecuación de energía solo necesita ser resuelta simultáneamente cuando el problema involucra transferencia de calor [28].

En la derivación de estas ecuaciones, el fluido ha sido considerado como un medio continuo. La actividad en la escala microscópica existente en líquidos y gases se desprecia ya que en la escala macroscópica estos efectos no tienen ninguna relevancia en

el análisis de la dinámica del fluido. Una partícula de fluido es el elemento de fluido más pequeño en el cual sus propiedades no están influenciadas por las moléculas individuales. Así, el comportamiento de un fluido está descrito usualmente en términos, de sus propiedades macroscópicas, tales como su velocidad, presión, densidad y temperatura, así como por sus variaciones en el espacio y tiempo. Estas pueden ser vistas como promedios obtenidos sobre un número grande de moléculas. Esta convención se seguirá en el desarrollo de este trabajo.

## 1.2 PRINCIPIOS DE TURBULENCIA

### 1.2.1 COMPORTAMIENTO FÍSICO

La mayoría de los flujos que ocurren en la naturaleza y en problemas de ingeniería son turbulentos. La turbulencia en los flujos puede ser fácilmente observada, pero es difícil dar una definición exacta con respecto a lo que es en sí la turbulencia.

Algunas de sus características principales, se mencionan a continuación [27]:

- Irregularidad. La aleatoriedad hace imposible una aproximación determinística de los problemas de la turbulencia, por lo que se necesita contar con métodos estadísticos.
- Difusividad. Causa un mezclado rápido e incrementa las tasas de momento, transferencia de calor y masa, es otra importante característica de todos los flujos turbulentos. Si un patrón de flujo aparentemente es aleatorio pero no exhibe difusión de las fluctuaciones de velocidad a través de los alrededores del fluido, éste es seguramente no turbulento.
- Grandes números de Reynolds. El flujo turbulento siempre ocurre a altos números de Reynolds. Se origina como una inestabilidad del flujo laminar, para un número de Reynolds alto. Las inestabilidades están relacionadas con la interacción del término viscoso y el término inercial no lineal en la ecuación de movimiento. La aleatoriedad y no linealidad combinadas hacen de las ecuaciones de la turbulencia prácticamente intratables; la teoría de la turbulencia carece de herramientas matemáticas suficientemente poderosas. Esta carencia de herramientas hace que todas las aproximaciones teóricas a los problemas de turbulencia sean tratados de forma estadística.
- Fluctuaciones de vorticidad en tres dimensiones. La turbulencia es rotacional y en tres dimensiones. Esta se encuentra caracterizada por altos niveles de vorticidad fluctuante, por esta razón, la dinámica de la vorticidad juega un rol esencial en la descripción del flujo turbulento. Las fluctuaciones aleatorias de la vorticidad que caracterizan a la turbulencia no pueden mantenerse por sí mismas si las fluctuaciones de la velocidad fueran en dos dimensiones, este es un mecanismo importante en el mantenimiento de la vorticidad conocido como esfuerzo de alargamiento de vórtices que se encuentra ausente en flujo bidimensional, los

## CAPÍTULO 1. ANTECEDENTES

flujos que son sustancialmente en dos dimensiones, no son turbulentos en si mismos, a pesar de que sus características puedan ser influenciadas fuertemente por las pequeñas escalas de turbulencia, generadas por el corte o por las fronteras, las cuales interactúan con las largas escalas del flujo.

- **Disipación.** Los flujos turbulentos son siempre disipativos, los esfuerzos de corte viscosos realizan trabajos de deformación, los cuales incrementan la energía interna del fluido a costa de la energía cinética de la turbulencia. La turbulencia necesita una fuente continua de energía para compensar estas pérdidas viscosas. Si la energía no es administrada la turbulencia decae rápidamente.
- **Continuidad.** La turbulencia es un fenómeno continuo, gobernado por las ecuaciones de la mecánica de fluidos. Incluso las más pequeñas escalas que se producen en un flujo turbulento son de varios ordenes de magnitud mayores que cualquier escala de longitud molecular.

La turbulencia no es una característica del fluido sino del flujo de fluidos. En la mayoría de los casos la dinámica de la turbulencia es la misma para todos los fluidos, si estos son líquidos o gases, y si el número de Reynolds es suficientemente grande. La mayor característica de la turbulencia es que no esta gobernada por las propiedades moleculares del fluido en el cual la turbulencia tiene lugar. Ya que las ecuaciones del movimiento son no lineales, cada patrón de flujo individual tiene ciertas características únicas, que están asociadas a las condiciones iniciales y de frontera. Ninguna solución de la ecuación de Navier-Stokes es conocida, por consecuencia ninguna solución general a los problemas de turbulencia está disponible.

### 1.2.2 ESFUERZOS DE REYNOLDS

Como se mencionó anteriormente, la turbulencia es el más común de los estados del flujo de fluidos en un amplio rango de aplicaciones ingenieriles y fenómenos naturales. Un campo de flujo turbulento está caracterizado por rápidas fluctuaciones, por lo que se dice que dichos campos de flujo son demasiado complicados para ser conocidos de manera detallada. En la actualidad la literatura está más enfocada al estudio de la turbulencia homogénea e isotrópica de un fluido incompresible. El número de Reynolds ( $Re = ul/\nu$ ), el cual nos da una medida de la importancia relativa de las fuerzas de inercia (asociado con los efectos convectivos) y las fuerzas viscosas, se usa para categorizar los diferentes flujos.

En general un flujo turbulento está caracterizado por los valores medios de sus propiedades de flujo  $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \bar{p}$  y las propiedades estadísticas de sus fluctuaciones  $u', v', w', p'$  .

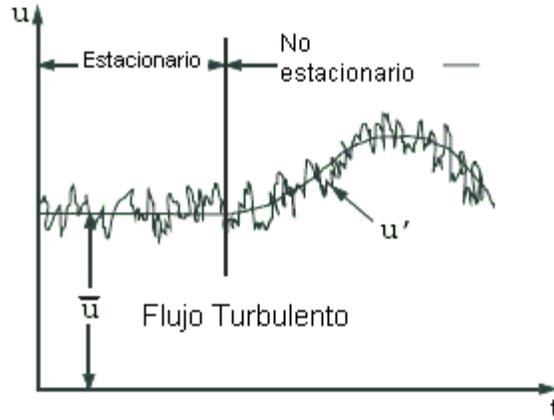


Figura 1.1 Flujo turbulento estacionario y no estacionario [36].

De esta manera siguiendo la descomposición propuesta por Reynolds, las variables son reemplazadas por sus valores medios más las fluctuaciones sobre el promedio. En un sistema de tensores cartesianos la velocidad (fig. 1.1) se puede escribir como:

$$u_i(x_i, t) = \overline{u_i}(x_i) + u'_i(x_i, t) \quad (1.4)$$

La definición de promedio en el tiempo de los valores medios, es

$$\overline{u_i} = \lim_{T \rightarrow \infty} \left[ \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u_i dt \right] \quad (1.5)$$

Estos conceptos se usan para describir apropiadamente a la turbulencia estacionaria (cuando  $\overline{u_i}$  no varía con el tiempo). Por lo que en el periodo de tiempo  $T$  de la variación del valor medio debe ser más largo comparado con el periodo de tiempo relevante de las fluctuaciones. Por tanto, si  $\overline{u_i}$  tiene una variación apreciable con respecto al tiempo, como se muestra en la fig.1.1, estamos hablando del caso de un flujo no estacionario.

La visualización de un flujo turbulento revela estructuras de flujo rotacional (ej. remolinos turbulentos) con un amplio rango de escalas de longitud. Las partículas de fluido que están originalmente segregadas pueden ser atraídas por el movimiento de los remolinos turbulentos. Como consecuencia el calor, la masa y el momento son efectivamente intercambiados dándonos así una mezcla efectiva.

### 1.2.3 DEFINICIÓN DE ESCALAS TURBULENTAS

Aunque el campo de velocidad instantánea  $u(x,t)$  exhibe un carácter fluctuante y aleatorio, es posible discernir distintas cantidades estadísticas tales como los valores promedio. Esta importante característica de las fluctuaciones de velocidad (tanto en espacio como tiempo) refleja la existencia de escalas características de correlación estadística. Por lo tanto, se deben definir algunas medidas usuales de las diferentes escalas que describan el estado de los flujos turbulentos. Con este fin, existen dos cantidades comúnmente usadas [27]:

- La función correlación de velocidad
- El espectro de energía

Para una sencilla explicación, primero consideraremos solo las fluctuaciones en una dimensión del vector de velocidad  $u(x,t)$ . La función de correlación espacio-temporal está dada por:

$$R(x, x', t, t') = \frac{\overline{u'(x,t)u'(x',t')}}{\overline{u'(x,t)u'(x,t)}} \quad (1.6)$$

En caso de un flujo estacionario estadísticamente homogéneo, las funciones de auto-correlación (tanto en espacio como tiempo) pueden ser expresadas como:

$$R(\xi, t_0) = \frac{\overline{u'(x, t_0)u'(x + \xi, t_0)}}{\overline{u'(x, t_0)u'(x, t_0)}} \quad (1.7)$$

$$R(x_0, \tau) = \frac{\overline{u'(x_0, t)u'(x_0, t + \tau)}}{\overline{u'(x_0, t)u'(x_0, t)}} \quad (1.8)$$

donde  $\xi = x' - x$ ,  $\tau = t' - t$  y  $x_0$  (respectivamente  $t_0$ ) denotan una localización dada (respectivamente a cada instante). La forma típica de esta función de correlación se muestra en la fig. 1.2.

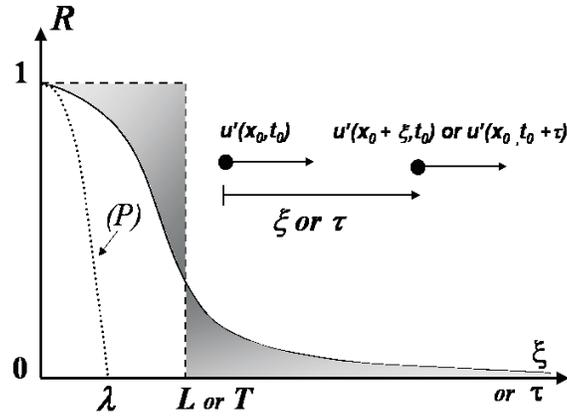


Figura 1.2 Forma de la función de correlación para un flujo turbulento y las escalas de Taylor, las partes sombreadas son equivalentes.

La escala espacial y temporal (algunas veces referida como macro-escalas de Taylor) están definidas como:

$$L = \int_0^{\infty} R(x, \tau) d\tau \quad (1.9)$$

$$T = \int_0^{\infty} R(\xi, t) d\xi \quad (1.10)$$

La escala integral de turbulencia  $L$  proporciona una medida de la extensión de la región sobre la cual las velocidades están correlacionadas considerablemente, ej. el tamaño de los torbellinos grandes, que son los que transportan la energía del movimiento turbulento. De manera similar  $T$  proporciona una medida de la duración sobre la cual las velocidades están correlacionadas, ej. la duración del giro de un torbellino. Por obvias razones,  $T$  es llamada la escala de tiempo integral Euleriana [18].

Se puede también definir la escala de longitud de la energía contenida en los torbellinos gracias al espectro de energía en el dominio de los números de onda el cual indica como la energía  $q = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$  es disipada sobre las otras escalas de longitud. Una forma típica de este espectro de energía está representada en la fig 1.3.

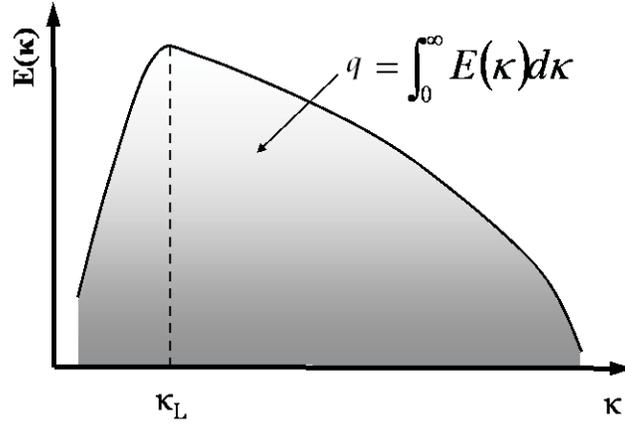


Figura 1.3 Forma típica de un espectro de energía en el espacio del número de onda para un flujo turbulento completamente desarrollado. El flujo alcanza un estado estacionario cuando las cantidades estadísticas cambian lentamente como función del tiempo.

El número de onda  $k_L$  corresponde al pico en el espectro y define aproximadamente la escala de longitud de la energía contenida en los torbellinos:

$$L \equiv \frac{1}{k_L} \tag{1.11}$$

Note que el espectro de energía disminuye cuando aumenta el número de onda.

En otras palabras, la mayoría de la energía es a bajos números de onda o en el espacio físico en las largas escalas [17]. Por lo tanto, la escala de velocidad de los torbellinos más grandes puede ser caracterizada por la energía cinética total de la siguiente manera:

$$u_0 \equiv \sqrt{2k_L} \quad [\text{m/s}] \tag{1.12}$$

Y el tamaño promedio de la energía contenida en los torbellinos:

$$L \equiv \frac{\int_0^{\infty} \frac{E(k)}{k} dk}{\int_0^{\infty} E(k) dk} \tag{1.13}$$

Ahora denotaremos como  $v_k$ ,  $L_k$  y  $\tau_k$  a las escalas de velocidad, longitud y tiempo de las estructuras turbulentas más pequeñas. Para obtener una expresión para  $L_k$ , supondremos que en las más pequeñas escalas, los términos viscoso y de convección (ec. 1.2) están equilibrados. Suponiendo respectivamente  $u \cdot \nabla u \approx v_k^2 / L_k$  y  $\nu \nabla^2 u \approx \nu v_k^2 / L_k^2$  tenemos:

## CAPÍTULO 1. ANTECEDENTES

$$\text{Re} = \frac{v_K L_K}{\nu} = 1 \quad (1.14)$$

Combinando la ec.1.5 y haciendo un análisis dimensional, la tasa de disipación de energía de energía cinética puede ser expresada como:

$$\varepsilon \approx \frac{\nu}{\tau_K^2} \quad (1.15)$$

Combinando estas expresiones con la relación adicional  $v_K = \frac{L_K}{\tau_K}$  encontramos:

$$\tau_K = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2} \quad L_K = \frac{\nu^{3/4}}{\varepsilon^{1/4}} \quad v_K = \nu \varepsilon^{1/4} \quad (1.16)$$

Las escalas  $L_K$  y  $v_K$  son llamadas la micro-escalas de Kolmogorov de la turbulencia y caracterizan la energía que disipan los remolinos.

Ahora, es válido dar las relaciones entre las escalas de longitud integrales, inercial también conocida como de Taylor y la de Kolmogorov. Para este propósito, consideraremos el número de Reynolds que caracteriza las grandes escalas del movimiento turbulento:

$$\text{Re}_L = \frac{u_0 L}{\nu} \quad (1.17)$$

La tasa de disipación de energía cinética también puede ser expresada (ver 1.3.1) con  $u$  y  $L$  de la siguiente manera:

$$\varepsilon \approx \frac{u_0^3}{L} \quad (1.18)$$

Combinando las ecuaciones anteriores obtenemos:

$$\frac{L_K}{L} \approx \text{Re}_L^{-3/4} \quad (1.19)$$

$$\frac{\lambda}{L} \approx \text{Re}_L^{-1/2} \quad (1.20)$$

$$\frac{L_K}{\lambda} \approx \text{Re}_L^{-1/4} \quad (1.21)$$

Así la microescala de Taylor se encuentra en algún lugar entre la micro-escala de Kolmogorov,  $L_K$ , y la escala integral,  $L$ . Además esta relación ilustra de nuevo que el flujo turbulento contiene movimientos con un amplio rango de escalas e indica que el más alto número de Reynolds, es las más amplias de estas escalas. La diferencia principal entre dos flujos turbulentos con las mismas escalas integrales pero con diferentes números de Reynolds es el tamaño de los remolinos más pequeños.

El número de Reynolds  $Re = u\lambda/\nu$  es frecuentemente usado para caracterizar flujos homogéneos y  $Re_\lambda$  satisface  $Re_\lambda \sim \sqrt{Re_L}$ . En caso de turbulencia isotrópica, Hinze [15] indicó que la constante de proporcionalidad en la relación anterior es tal que  $Re_\lambda = 4\sqrt{Re_L}$ .

### 1.2.4 ACOPLAMIENTO ENTRE ESCALAS EN FLUJOS TURBULENTOS

Los remolinos turbulentos interactúan con el flujo medio extrayendo de él energía a través del proceso llamado estrechamiento de vórtices. El trabajo de estrechamiento o esfuerzo de vórtices hecho por el flujo medio sobre los grandes remolinos provee de la energía la cual mantiene la turbulencia. Los remolinos más pequeños son alargados fuertemente por los remolinos mas grandes y mas débilmente por el flujo medio. A través de esta “cascada de energía”, la energía cinética es transmitida desde los más grandes remolinos a los pequeños y estos a su vez a los más pequeños. Todas las propiedades fluctuantes de un flujo turbulento contienen energía a través de un amplio rango de frecuencias o números de onda  $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$ , donde  $\lambda$  es el número de onda [15]. La más pequeña escala de movimiento que puede ocurrir en un flujo turbulento está dictada por la viscosidad. Es en estas escalas (en el orden de 10 a 100  $\mu m$ ) y relativamente alta frecuencia (cerca de los 5 a 10  $\kappa Hz$  en flujos de ingeniería típicamente) [31], en las que los efectos viscosos llegan a ser importantes. La acción de los esfuerzos viscosos es parcialmente contrarrestada por el trabajo hecho por los remolinos, tanto que la energía asociada con el movimiento de los remolinos es disipada y convertida en energía térmica. De esta manera, a través del proceso de disipación, las pérdidas de energía asociadas al flujo turbulento aumentan. La acción difusiva de la viscosidad tiende a dirigirse a las pequeñas escalas. Así a altos números de Reynolds del flujo medio, los remolinos más pequeños en un flujo turbulento son isótropos (no direccionados) [33]. Mientras las estructuras más grandes de los remolinos son altamente anisótropos (direccionados) y dependen del flujo, dada su fuerte interacción con el flujo medio.

### 1.2.4.1 LA CASCADA DE ENERGÍA

La característica principal relacionada a la dinámica de la turbulencia es el concepto de cascada de energía. Esta nos dice que la energía cinética turbulenta es creada por alguna fuerza externa o inestabilidad hidrodinámica en las grandes escalas  $L$  (típicamente del orden de la escala integral de las fluctuaciones turbulentas) y esta es entonces transferida por mecanismos no lineales inviscidos hacia las escalas pequeñas donde las fuerzas de disipación viscosas la transforman en calor [27].

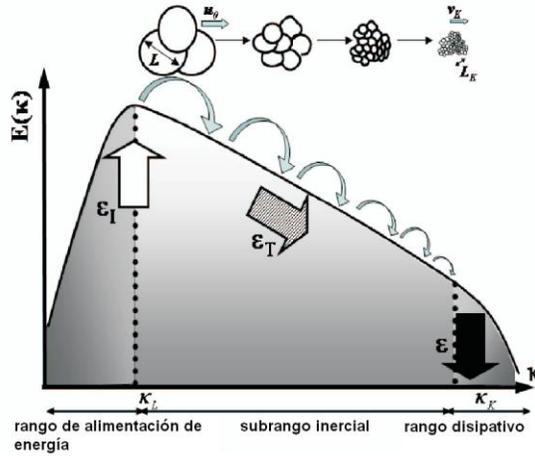


Figura 1.4. Diagrama de la cascada de energía. En el espacio físico, los grandes remolinos se rompen en remolinos cada vez más pequeños. La energía es suministrada al flujo a una tasa de  $\varepsilon_I$ , transfiriéndose a las escalas mas pequeñas a  $\varepsilon_T$  y disipada en forma de calor a una tasa  $\varepsilon$  [27].

Este mecanismo está ilustrado en la fig. 1.4 donde uno puede distinguir tres regiones típicas en el espectro de energía  $E(k)$ .

La primera región consistente de los remolinos más grandes donde la energía turbulenta es generada por un flujo medio. Estas escalas están acopladas con el campo medio y son dependientes de los mecanismos que producen la turbulencia (fuerzas externas, inestabilidades hidrodinámicas) [25]. La región de grandes escalas es usualmente modelada por un espectro proporcional a  $k^4$ . Este subrango es entonces seguido por un pico en el cual la energía es alimentada a la escala de longitud integral  $l$ . Suponiendo que la energía contenida en los remolinos se “rompe” en una escala de tiempo de su propio giro, la tasa (por unidad de masa) a la cual entra en la cascada es:

$$\varepsilon_I = \frac{u_0^2}{L/u_0} = \frac{u_0^3}{L} \tag{1.22}$$

y esta no depende de la viscosidad  $\nu$ .

## CAPÍTULO 1. ANTECEDENTES

La segunda región está asociada con las escalas intermedias  $l$  tales como  $L_K \ll l \ll L$  y esta es la región en la cual la energía es transferida a las escalas más pequeñas por interacción no lineal, sin ninguna acción de la viscosidad. La extensión de este subrango inercial dependerá del número de Reynolds. En esta región, el único parámetro relevante son las escalas de longitud bajo investigación  $k = 1/l$  y la tasa de disipación de energía turbulenta  $\varepsilon_T$  [26]. La energía es transferida sin pérdidas,  $\varepsilon_T$  permanece constante e igual a la tasa de disipación de energía media (cuando las condiciones son estadísticamente estacionarias):

$$\varepsilon_T \approx \varepsilon_l \quad (1.23)$$

El espectro en este subrango inercial, frecuentemente llamado la ley de espectro de Kolmogorov, que es:

$$E(k) = K_o \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (1.24)$$

donde  $K_o$  es la constante de Kolmogorov que se encuentra en los rangos de 1.4-1.7.

La última región que es la que contienen las escalas más pequeñas, en la cual los esfuerzos viscosos llegan a ser importantes y donde la energía cinética es disipada en forma de calor [10, 26]. La tasa de disipación de los remolinos más pequeños es  $\varepsilon = 2\nu S_{ij} S_{ij}$  donde la tasa de esfuerzos asociados con las escalas más pequeñas puede ser

evaluada por  $S \approx v_K / L_K$ .

donde la energía es transferida sin pérdida, tenemos:

$$\frac{u_0^3}{L} \approx \nu \frac{v_K^2}{L_K^2} \quad (1.25)$$

La cual combinada con la relación  $v_K L_K / \nu = 1$ , nos permite recuperar las escalas de Kolmogorov.

El mecanismo físico básico responsable de esta transferencia de energía hacia las escalas cada vez más pequeñas es el estiramiento de vórtices, es decir son alargados a lo largo de su eje de rotación. En flujo incompresible, esto resultará en una disminución del diámetro del vórtice; el volumen ocupado por el vórtice, permanece constante. Como resultado final la energía ha sido transferida hacia las escalas más pequeñas, cuando el radio del vórtice ha sido disminuido.

Como ya se ha visto en las figuras anteriores de la transferencia de turbulencia, se puede suponer una interacción primaria entre cada una de las escalas de movimiento con las escalas adyacentes. Más precisamente, la hipótesis de Kolmogorov establece que la cascada de energía es esencialmente unidireccional: la energía es principalmente

transferida de los remolinos más grandes a los pequeños y el flujo de energía en el subrango inercial es independiente del tamaño del remolino [10].

Estos resultados muestran que la dinámica de la turbulencia es un fenómeno de multiescalas por naturaleza: los mecanismos esenciales no lineales están basados en las interacciones entre las escalas de diferentes tamaños, por lo que ninguna escala puede ser despreciada sin afectar la dinámica de todas las escalas.

### 1.3 ESTUDIO DE LA TURBULENCIA HOMOGÉNEA

Podemos iniciar imaginando un cuerpo uniforme infinito de fluido, el cual puede ser caracterizado por una densidad  $\rho$  y un coeficiente de transporte molecular como la viscosidad  $\mu$ . Este cuerpo puede estar inmerso dentro de cualquiera de los tipos de movimiento descritos ya con anterioridad. Es bien conocido el hecho de que, bajo ciertas condiciones, el movimiento del fluido no es el mismo cuando se miden en varias ocasiones bajo idénticas condiciones. En estos movimientos, la velocidad toma valores aleatorios las cuales no están determinados por las condiciones controlables o macroscópicas del flujo. De esta manera se cree que las propiedades promedio del movimiento son determinadas únicamente por estos datos. Los movimientos fluctuantes de este tipo se dicen turbulentos. Nuestro estudio aquí será en referencia a la turbulencia homogénea, la cual es un movimiento aleatorio del cual sus propiedades promedio son independientes de las posiciones en el fluido. El problema aquí es entender los mecanismos y determinar analíticamente las propiedades promedio de este tipo de movimiento.

El concepto de turbulencia homogénea es idealizado, ya que no se conoce un método para realizar dicho campo de flujo de manera exacta. Algunos métodos para producir este tipo de movimiento en el laboratorio o en la naturaleza, dependen todas ellas de la discriminación entre las diferentes partes del fluido, de tal manera que las propiedades promedio dependan solamente de la posición. Se ha encontrado también, que una corriente de fluido que pasa a través de un arreglo regular de agujeros en una hoja rígida, o una malla regular de barras, que tiene ángulos rectos a la corriente, el movimiento aguas abajo de la malla, consiste de la misma velocidad uniforme pero junto con una distribución de velocidad superimpuesta. Este movimiento aleatorio se disipa lejos de la malla, y su extensión es estadísticamente no homogénea, pero la tasa de decaimiento es tan pequeña que la suposición de la homogeneidad de la turbulencia es válida para la mayoría de los propósitos.

Es claro que si deseamos ir más allá en la simplificación del problema a manera de hacerlo más manejable, podemos hacer suposiciones sobre la simetría direccional de las propiedades promedio del movimiento turbulento. En este caso más simple, la turbulencia es estadísticamente isotrópica y homogénea y no depende ni de la posición, ni de la dirección de los ejes de referencia. La posibilidad de esta suposición de isotropía solo existe cuando la turbulencia es ya homogénea, para ciertas direcciones que pueden ser preferenciales de la homogeneidad.

## 1.4 DESCRIPCIÓN ESTADÍSTICA DE TURBULENCIA

Cuando las propiedades estadísticas de la turbulencia son uniformes en el espacio, esto es, la estadística es equivalente en cada punto del espacio, la turbulencia es llamada homogénea. En suma, si la estadística de la turbulencia en cada dirección en el espacio, esto es, la estadística es una función de correlación en  $n$  puntos ( $n$  es cualquier número entero) y son invariantes ante cualquier rotación o inversión de sus ejes coordenados en estos puntos, entonces se dice que la turbulencia es isotrópica [22].

En adelante, solo consideraremos los valores promedio de las cantidades fluctuantes, tales como  $-\overline{uv}$ . Es importante entender en turbulencia como las fluctuaciones se distribuyen alrededor de un valor promedio y como las fluctuaciones adyacentes (cercanas unas a otras en tiempo y espacio) están relacionadas. El estudio de la distribución alrededor de un valor medio requiere de la introducción de la densidad de probabilidad y su transformada de Fourier, la función característica. El estudio entre las vecindades fluctuantes nos conduce a la introducción de la autocorrelación y su transformada de Fourier, que es el espectro de energía. Esta sección, está dedicado al desarrollo de estas herramientas matemáticas.

### 1.4.1 LA DENSIDAD DE PROBABILIDAD

Por el momento restringiremos la discusión a las cantidades fluctuantes que son estadísticamente estacionarias, tanto que sus valores medios no son funciones del tiempo. Un ejemplo de una función estacionaria está dada en la fig 1.5. La fluctuación  $u'(t)$  podría ser la componente de la velocidad medida en un túnel de viento detrás de una rejilla. Estamos interesados en medir el tiempo relativo acumulado que  $u'(t)$  se mantiene en varios niveles [27].

La función  $B(\tilde{u}) = \Delta\tilde{u} \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \Sigma(\Delta t)$ , llamada la densidad de probabilidad, que es la probabilidad de encontrar  $\tilde{u}(t)$  entre  $\tilde{u}$  y  $\tilde{u} + \Delta\tilde{u}$  y es equivalente a la porción de tiempo gastado ahí. Ya que  $B(\tilde{u})$  representa una fracción de tiempo, siendo esta siempre positiva, y la suma de los valores de  $B(\tilde{u})$  para toda  $\tilde{u}$  debe ser igual a uno.

$$B(\tilde{u}) \geq 0, \quad \int_{-\infty}^{\infty} B(\tilde{u}) d\tilde{u} = 1 \quad (1.26)$$

La forma de  $B(\tilde{u})$  mostrada en la fig. 1.5 es típica de las densidades de probabilidad medidas en turbulencia.

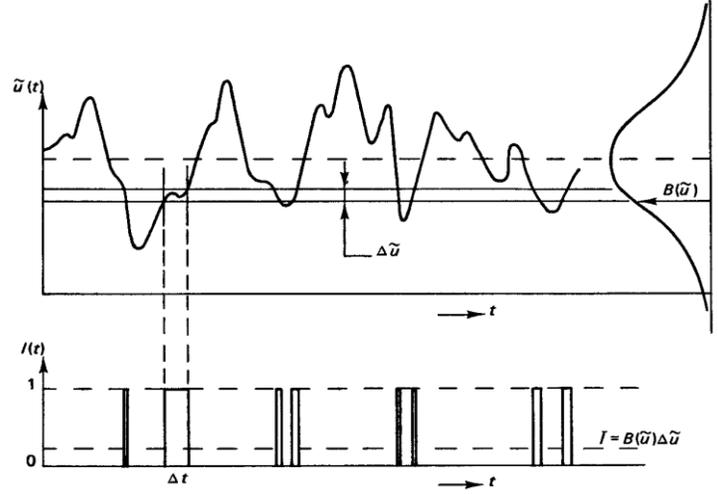


Figura 1.5. Mediciones de la densidad de probabilidad de una función estacionaria.

Se pueden expresar los promedios ya que se está familiarizado con los términos de  $B(\tilde{u})$ . Supongamos que queremos tomar un promedio de una función  $f(\tilde{u})$ . El tiempo promedio

$$\bar{f} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(\tilde{u}) dt \quad (1.27)$$

Puede ser formado sumando todos los intervalos de tiempo entre  $t_0$  y  $t_0+T$  durante el cual  $\tilde{u}(t)$  está entre  $\tilde{u}$  y  $\tilde{u} + \Delta\tilde{u}$ , multiplicando esto por  $f(\tilde{u})$ , y sumando sobre todos los niveles. La fracción de tiempo gastado entre  $\tilde{u}$  y  $\tilde{u} + \Delta\tilde{u}$  es igual a  $B(\tilde{u})\Delta\tilde{u}$ , así que podemos escribir

$$\bar{f} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(\tilde{u}) dt = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tilde{u}) B(\tilde{u}) d\tilde{u} \quad (1.28)$$

Los valores medios de las varias potencias de  $\tilde{u}$  son llamados momentos. El primer momento está definido por

$$\bar{u} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{u} B(\tilde{u}) d\tilde{u} \quad (1.29)$$

En trabajos experimentales, el valor medio  $\bar{u}$ , puede ser restado de las funciones fluctuantes  $u'(t)$ . Anteriormente denotamos estas fluctuaciones como  $u'$ , así que  $U = u' + \bar{u}$  y  $\bar{u}' = 0$ . Entonces tenemos que  $B(U) = B(\bar{u} + u')$ , esto es conveniente para usar una densidad de probabilidad  $B(u')$ , la cual es obtenida al desplazar  $B(U)$  sobre

## CAPÍTULO 1. ANTECEDENTES

una distancia  $\bar{u}$  a lo largo del eje  $U$ . Los momentos formados con  $u^m$  y  $B(u')$  son llamados momentos centrales

La media al cuadrado obteniéndose  $\sigma^2$  del valor fluctuante  $u'$  es llamada la varianza, o segundo momento (central). Y esta definido por

$$\sigma^2 \equiv \overline{u'^2} = \int_{-\infty}^{\infty} u'^2 B(u') du' \quad (1.30)$$

La raíz de la varianza,  $\sigma$ , es la desviación estándar. La desviación estándar es la medida mas conveniente del ancho de  $B(u')$ .

El valor de  $\sigma^2$  no esta afectado por ninguna falta de simetría en  $B(u')$  cerca del origen; si  $B(u')$  está escrita como la suma de la parte simétrica y antisimétrica, esta última no contribuye a  $\sigma^2$ . El tercer momento, sin embargo, esta definido por

$$\overline{u'^3} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} u'^3 B(u') du' \quad (1.31)$$

Depende solamente de la falta de simetría en  $B(u')$ . Si  $B(u')$  es simétrica cerca del origen,  $\overline{u'^3} = 0$ . Este es habitualmente adimensionalizado por  $\sigma^3$ , el cual nos da una medida adimensional de la asimetría [5]. Este es llamado el factor asimétrico  $S$  :

$$S \equiv \frac{\overline{u'^3}}{\sigma^3} \quad (1.32)$$

La figura 1.6 nos muestra una función con un valor positivo de  $S$ . El factor asimétrico es positivo a causa de los grandes valores de  $u^3$  que no son tan frecuentes como valores grandes de  $u^3$  [21].

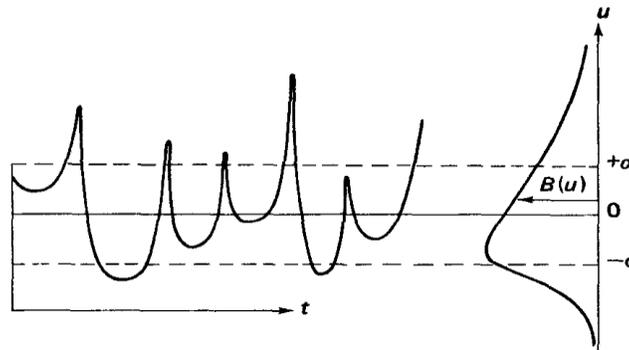


Figura 1.6. Una función con factor asimétrico  $S$  positivo.

## CAPÍTULO 1. ANTECEDENTES

El cuarto momento, esta adimensionalizado por  $\sigma^4$ , y es llamado kurtosis o factor de aplanamiento; el cual esta representado por el símbolo  $K$  :

$$K \equiv \frac{\overline{u'^4}}{\sigma^4} = \frac{1}{\sigma^4} \int_{-\infty}^{\infty} u'^4 B(u') du' \quad (1.33)$$

Dos funciones, una con una kurtosis relativamente pequeña y otra relativamente grande son mostradas en la fig. 1.7. El valor de la kurtosis es grande si los valores de  $B(u')$  en el pico de la densidad de probabilidad son relativamente grandes. El pico de la función en la figura frecuentemente toma un valor tan alejado del eje, entre más grande es la kurtosis. Ya que el cuarto momento es adimensionalizado con  $\sigma^4$ ,  $K$  no contiene información sobre el ancho de la densidad  $B(u')$ .

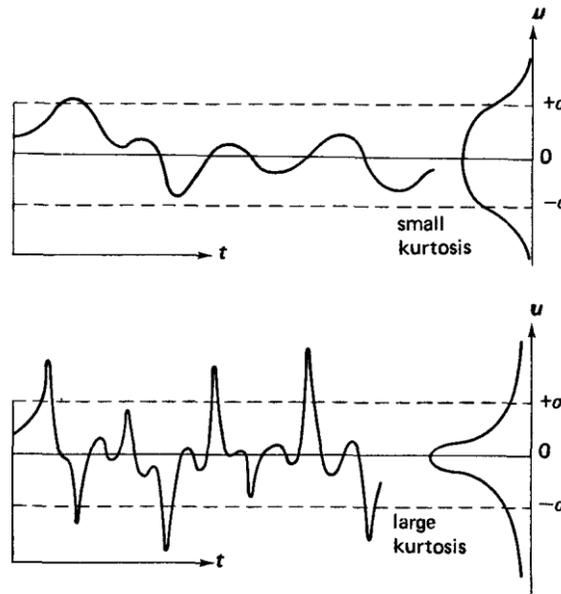


Figura 1.7. Funciones con pequeña y grande kurtosis respectivamente.

En flujos turbulentos, en las señales de las velocidades fluctuantes, irregulares en el tiempo (fig. 1.5), existen muchos modos desde pequeñas escalas hasta muy grandes, las cuales interactúan unas con otras. Su distribución espacial es también considerada aleatoria. La distribución estadística de cada uno de sus componentes  $x, y, z$  de  $u'$  se espera que no sea Gaussiana. Esto implica que pueden existir algunos objetos no aleatorios en campos turbulentos para que hacen de esta desviación, una aleatoriedad estadística no gaussiana.

En general, un factor de asimetría de la distribución derivativa longitudinal (longitudinal denota que la dirección de la derivada es la misma que la componente de velocidad  $u'$ ,

## CAPÍTULO 1. ANTECEDENTES

no lateral a ella) de una componente de velocidad turbulenta  $u'$ , denotada por  $u'_x = \partial u' / \partial x$  definida por

$$\text{Asimetría} \quad S(u'_x) = \frac{\langle u'_x{}^3 \rangle}{\langle (u'_x)^2 \rangle^{3/2}} \approx -0.4 \text{ en experimentos,}$$

La cual se ha encontrado siempre negativa. En la distribución gaussiana, la asimetría se desvanece [27]. Mas allá, el factor de planicidad de  $u'_x$ , es definida por

$$\text{Planicidad} \quad F(u'_x) = \frac{\langle (u'_x)^4 \rangle}{\langle (u'_x)^2 \rangle^2} \approx 7.2 \text{ en experimentos,}$$

Esto está también derivado del valor gaussiano de 3.0 [27].

Objetos no aleatorios en el campo turbulento causan estas desviaciones de la distribución gaussiana frecuentemente llamadas estructuras organizadas. Recientes simulaciones numéricas directas (DNS) de turbulencia a altos números de Reynolds presentan evidencia que la estructura homogénea isotrópica está compuesta de distribuciones aleatorias de vórtices, frecuentemente llamados gusanos [31]. Su diámetro de sección cruzada está estimado para ser del orden de  $l$ , y su longitud axial es mucho más larga (algunas simulaciones por computadora muestran que la distancia de separación promedio entre gusanos es del orden de la escala de Taylor definida por una escala de longitud de correlación estadística de dos velocidades a dos diferentes puntos).

Desde algunas observaciones físicas de la distribución de probabilidad de  $u'_x$ , se encuentra que la probabilidad del largo  $|u'_x|$  es relativamente más alta que de la gaussiana. Estos valores derivativos largos  $u'_x$ , aparecen intermitentemente en turbulencia. Esta es una de las características de la turbulencia y es llamada intermitencia. Esta no solo es observada por experimentos, sino también encontrada por simulaciones por computadora.

# CAPÍTULO 2

## TÉCNICAS DE VISUALIZACIÓN DE FLUJO

Las técnicas de visualización de flujos son parte integral de la dinámica de fluidos experimental y nos permiten revelar características importantes del campo de flujo. Estos también pueden proporcionar información de donde las mediciones de la velocidad deben llevarse a cabo. Existen varios métodos de visualización, como los tintes fotosensibles y la fluorescencia láser inducida o fosforescencia (LIF o LIP), que pueden proporcionarnos una cantidad limitada de información. Dichos métodos convencionales de visualización, como el método de inyección de colorantes y otros métodos de inyección de trazadores, sólo pueden dar información cualitativa sobre el campo de flujo. Estas cantidades se pueden medir utilizando técnicas de medición de velocidades, como en nuestro caso en el que se utilizó el *Particle Image Velocimetry* (PIV), que es una metodología comprobada y válida para la realización de mediciones confiables. La teoría y la práctica asociada a esta técnica se discute a continuación.

### 2.1 VELOCIMETRÍA POR IMÁGENES DE PARTÍCULAS (PIV)

La técnica del PIV permite la medición de la velocidad de un elemento de fluido por medio de la velocidad de partículas trazadoras agregadas al flujo. Visto de manera general, el PIV es una extensión de las técnicas de visualización de flujo, donde las velocidades de los vectores pueden ser medidos simultáneamente en varios puntos a la vez.

El PIV está basado en la medición del desplazamiento de imágenes de partículas entre el tiempo de dos pulsos de láser que iluminan un plano dentro del flujo. El conocimiento del desplazamiento y tiempo entre las imágenes nos dan la velocidad local de la partícula. La fig. 2.1 nos muestra la configuración típica de un sistema de PIV.

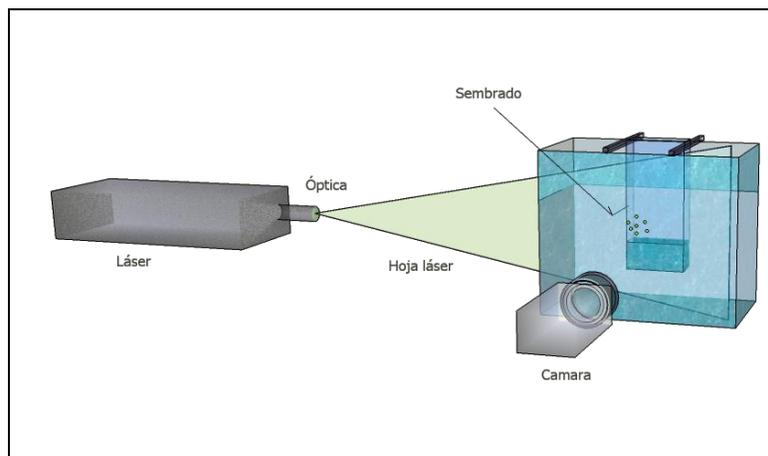


Figura 2.1 Configuración propia de un sistema de PIV [7].

Típicamente un sistema PIV consiste en varios subsistemas: partículas trazadoras, una fuente de luz (láser) con el sistema óptico asociado, un sistema de grabación de imágenes, un programador de tiempo y un generador de secuencias, una cámara de alta velocidad, computadora y el *software* de adquisición y procesamiento. Esto nos permite hacer mediciones de velocidad continuas en el tiempo con el PIV. El proceso que puede ser dividido de la siguiente manera:

1. El flujo es sembrado con pequeñas partículas trazadoras neutras, las cuales siguen el movimiento del fluido. La selección del tipo de partícula debe ser cuidadosa.
2. Un plano en el cual se harán las mediciones es iluminado dentro del flujo con una hoja láser pulsante.
3. Las imágenes son capturadas a una resolución que nos permitirá un factor adecuado de escalamiento objeto-imagen.
4. Las imágenes son analizadas dividiendo las imágenes adquiridas en un número de pequeñas “áreas de interrogación” y calculando un vector de velocidad por cada área.
5. Los resultados son post-procesados para obtener de un mapa vectorial y remover los errores sistemáticos, el ruido y vectores erróneos.

Cada una de dichas etapas será discutida a continuación.

### 2.1.1 ILUMINACIÓN

Dado el contraste entre el tamaño de partículas empleadas y la demanda de una fuente de luz con alta intensidad, se debe encontrar la relación adecuada entre ellos. Así usualmente en flujos de líquidos con partículas grandes, es aceptable una fuente con baja intensidad de luz, mientras con fuentes de luz con alta intensidad se requiere de partículas trazadoras pequeñas. Ya que la iluminación y el sembrado de partículas están fuertemente interrelacionadas, podemos decir que el intervalo de iluminación y el rango de velocidad de flujo debe ser tal que el sembrado de partículas se encuentre en el rango de 2-20 diámetros de partículas, entre cada pulso de iluminación [7]. Para controlar estos parámetros, el espesor de la hoja laser o el tiempo entre los pulsos de láser deben ser adaptados. La separación entre pulsos de láser,  $\Delta t$ , es una de las variables ajustables más importantes en el sistema PIV, ya que esta determina las velocidades máximas y mínimas que se pueden medir [7]. En nuestro caso se tiene un flujo muy rápido dentro de la zona de importancia, por lo que se optó por disminuir el tiempo entre pulsos considerablemente, lo que se debe hacer es disminuir este tiempo; de lo contrario no se tendría un seguimiento correcto de las partículas y estas saldrían del área de interrogación correspondiente, con lo cual no lograríamos una correlación adecuada en los datos. La duración del pulso del láser determina el grado en el cual una imagen estará “congelada” durante la exposición al pulso. El programador de tiempo y el generador de secuencias son los principales responsables de la sincronización entre la generación del pulso de

láser y la adquisición de la imagen por medio de la cámara. La fuente de luz que genera la hoja de luz pulsante láser es del tipo Nd:YAG el cual genera pulsos de luz intensa de corta duración.

### 2.1.2 CAPTURA DE IMÁGENES

El PIV graba la luz que es reflejada por las partículas iluminadas por una hoja láser delgada. Las imágenes de PIV pueden ser capturadas por fotografía convencional, videograbación o por el uso de una cámara CCD (*charged-coupled device*) posicionada a un ángulo recto de la hoja láser. Algo de crucial importancia en el sistema PIV es la resolución espacial. Es bien conocido que la grabación fotográfica necesita una alta resolución espacial que puede ser obtenida por medio de diferentes métodos de videograbación digital, especialmente cuando se utilizan formatos grandes. Por lo que para aplicaciones de PIV en flujos de alta velocidad con requerimientos de alta resolución espacial, las técnicas fotográficas son la mejor elección.

El plano de flujo iluminado puede ser capturado por medio de dos métodos llamados: *single frame/multi-exposure* o *multi-frame/single exposure*. El *single frame/multi-exposure* tiene la desventaja de que no se conserva información sobre el orden temporal de los pulsos iluminados, dando surgimiento a ambigüedades en el desplazamiento del vector recuperado. El método *multi frame/single exposure* inherentemente preserva el orden temporal de las imágenes de las partículas [7] fig. 2.2.

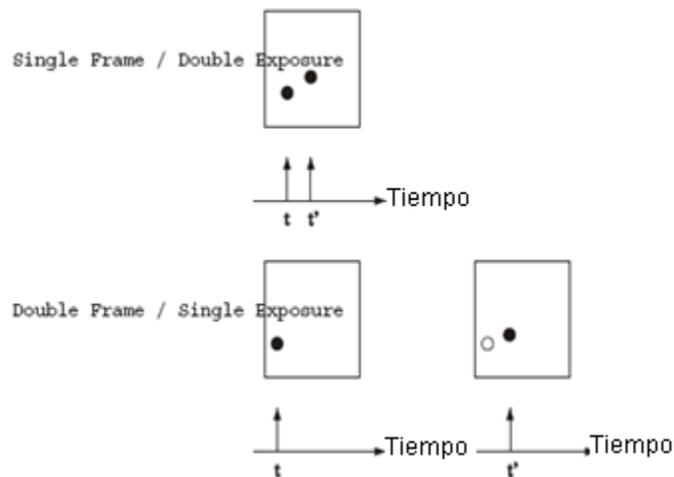


Figura 2.2 Descripción de dos técnicas de grabación en sistemas PIV.

Una desventaja mayor de las técnicas fotográficas es la dificultad para grabar imágenes de las partículas trazadoras en diferentes cuadros, especialmente en flujos de alta velocidad (como es nuestro caso) donde el tiempo de separación entre pulsos debe ser pequeño (unos pocos microsegundos). Esto implica resolver el problema de ambigüedad. Ya que la hoja de luz pulsátil y la cámara están sincronizadas de tal manera que la

posición de las partículas en el pulso de laser 1 están grabadas en el cuadro 1 de la cámara, y la posición de las partículas desde el pulso 2 están grabadas en el cuadro 2, el método *multi-frame/single exposure* PIV y una cámara CCD son los recomendados para la realización de nuestro análisis. Si una baja resolución espacial es aceptada, la aproximación *multi-frame/single exposure* con iluminación pulsante emitida asincrónicamente, las grabaciones en PIV nos provee de buenas imágenes en flujos de alta velocidad.

### 2.1.3 ANÁLISIS DE IMÁGENES

Esta es una de las etapas más importantes en PIV. El análisis estándar con PIV no consiste en seguir el comportamiento individual de las partículas. La concentración de sembrado es demasiado alta como para resolver cada partícula individualmente en la mayoría de las aplicaciones de PIV y por lo tanto el método de grabar partículas no puede ser usado para seguir el movimiento de cada partícula individual. Por lo que el análisis estadístico se hace sección por sección sobre pequeñas áreas rectangulares del campo de flujo, creándose así una malla de información de velocidad. Estas pequeñas áreas son llamadas “regiones de interrogación”, para cada región de interrogación la imagen entre el primer y segundo pulso de la hoja de luz están correlacionadas y producen un vector de desplazamiento promedio de las partículas. Dividiendo esto entre el tiempo entre pulsos, un vector de velocidad promedio es computado. fig. 2.3 [7].

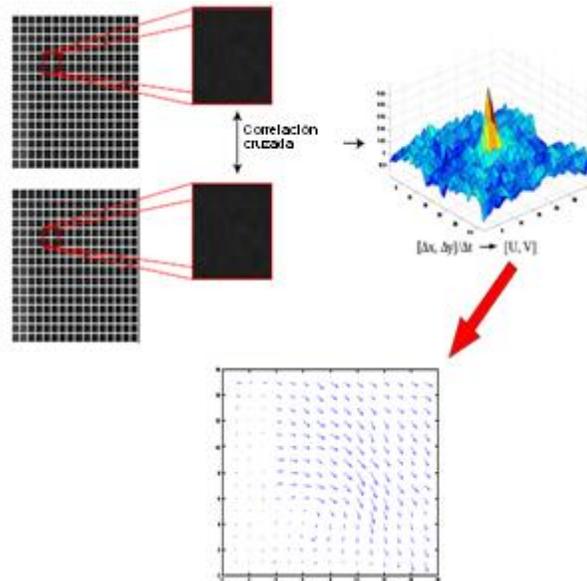


Figura 2.3 Obtención del vector velocidad extraída de un par de imágenes.

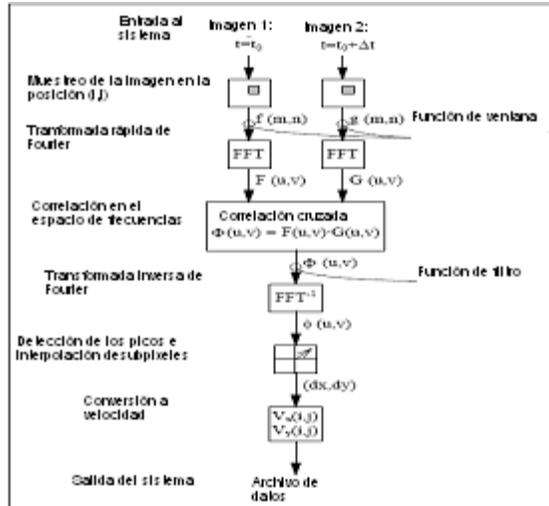


Figura 2.4. Método de correlación cruzada para procesamiento de imágenes PIV.

Típicamente las áreas de interrogación para correlación cruzada en mediciones de PIV son de 32 X 32 píxeles sobre una imagen digitalizada de 1024 X 1024 píxeles dándonos un mapa vectorial de 16 X 16, si el área de interrogación no está traslapada. Las áreas de interrogación están traslapadas sobre un 50%. Las grabaciones de PIV están evaluadas por correlación cruzada de dos cuadros de exposiciones simples de un ensamble de partículas trazadoras. (fig 2.4)

El éxito de la correlación de imágenes demanda que cada área de interrogación contenga una cantidad suficiente de partículas. Ya que el PIV es una técnica de medición instantánea, toda la información espacial está muestreada al mismo tiempo y por lo tanto se obtiene una probabilidad estadística finita.

### 2.1.4 POST-PROCESADO

Dada la enorme acumulación de datos que son usualmente recolectados, el rápido y automatizado post- procesado de los datos de PIV es necesario. El análisis de PIV está basado en un proceso estadístico que cuenta con parámetros los que no están siempre bajo control, tales como la concentración de sembrado local de partículas y las variaciones en la iluminación y visibilidad de tal forma que, puede ser obtenida una probabilidad finita incorrecta de vectores de velocidad. Para detectar y eliminar estos vectores erróneos, los datos del campo de flujo tienen que ser validados. Se han descrito en la literatura diferentes técnicas para validación de datos [7]; estas incluyen un operador de histogramas, un operador dinámico del valor medio, una taza de picos altos, y la validación de rangos de velocidad. El propósito de la validación es detectar, rechazar y remover los vectores que están fuera de estos rangos y usando técnicas de interpolación y extrapolación para substituir por otros vectores a aquellos que fueron rechazados. La substitución de vectores es estimada desde los valores de los vectores de los alrededores.

## CAPÍTULO 2. TÉCNICAS DE VISUALIZACIÓN DE FLUJO

---

Usualmente la substitución es hecha para darnos la apariencia visual del mapa vectorial y esto es similar a filtrar la señal.

Los métodos de validación pueden ser clasificados en:

1. Validación de un punto simple, el cual evalúa la validez de cada vector individual ( ej. revisa si el vector está en un cierto rango de velocidad), y
2. Validación del campo total de flujo. Esta validación se lleva a cabo con la evaluación de todos los vectores en un mapa o en una pequeña región por comparación de cada vector con los vectores vecinos y analizando la diferencia.

También, tomando en consideración que las secuencias de validación pueden ser aplicadas por combinación de ambos métodos. Es recomendado que una validación de picos sea seguida por la validación de promedio en movimiento o validación en un solo punto antes de una validación del campo completo. Los métodos los cuales substituyen vectores deben ser aplicados al final y solo bajo ciertas condiciones.

## CAPÍTULO 3

En este capítulo se describirán el arreglo experimental, los aparatos usados para alinear el sistema y controlar la inyección de agua, así como las técnicas asociadas al análisis de los datos experimentales obtenidos.

### DESARROLLO EXPERIMENTAL

Dado el aspecto fundamental del presente trabajo, el propósito es establecer un conjunto válido de datos para un modelo geométrico (boquillas confocales) en particular satisfaciendo las características generales del flujo, el cual se podrá subsecuentemente extender a otras geometrías. Todos los experimentos fueron llevados a cabo en el Laboratorio de Reología del Instituto de Investigaciones en Materiales (IIM) de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM).

Los principales componentes de esta configuración experimental son las tuberías flexibles con boquillas dispuestas en una distribución confocal [32]. La configuración espacial del tanque fue establecida principalmente para descartar la influencia de paredes. Por esto las dimensiones del tanque deben ser más grandes en comparación a las dimensiones del campo de flujo que se quiere analizar [34, 35].

### 3.1 DISEÑO DEL EXPERIMENTO

Uno de los propósitos importantes de este trabajo es visualizar distintas etapas en el proceso de emulsificación, así como medir el nivel de turbulencia a los cuales esta se lleva a cabo en el arreglo experimental propuesto. Éste ha sido diseñado de manera que pueda cubrir el rango de condiciones de interés (bajo número de Reynolds, homogeneidad, isotropía, etc.). Para esto, se diseñó un experimento capaz de producir una emulsión, facilitando la visualización del proceso para efectuar las mediciones correspondientes.

### 3.2 DESCRIPCIÓN DEL SISTEMA

Fue diseñada y construida una cámara de turbulencia con el fin de generar un campo de flujo en el centro del dispositivo. Para lograr la visualización del proceso se construyó una caja de acrílico de 45 X 45 X 45 cm. (fig. 3.1a-d), la cual es llenada en su totalidad con agua. En la parte externa del tanque se colocaron a ambos lados seis bombas (Little GIANT 3E-12N de 220 watts y 1/15 HP), las cuales succionan el agua de la parte baja de la caja y la inyectan dentro de ésta, por medio de tuberías flexibles (tipo Loc-line de 3/4" de diámetro interno) posicionadas en las caras laterales de la cámara, los cuales serán seis chorros confocales opuestos espaciados a 60° cada uno, formando un triángulo equilátero. La longitud de las boquillas de entrada y sus mangueras tienen la suficiente longitud como para permitir un flujo turbulento completamente desarrollado. Las salidas del agua están situadas en caras opuestas y corresponden cada una a la succión de cada bomba.

### CAPÍTULO 3. DESARROLLO EXPERIMENTAL

El diámetro de las boquillas se cambió para generar turbulencia de diferentes intensidades y su influencia en el proceso de emulsificación (6.35, 9.53, 12.7, 15.88 y 19.05 mm). La cámara cuenta con una brida en la parte inferior por la cual se introduce un filamento de silicón ( $30,000 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ) por medio de una bomba de pistón (fig. 3.4). Para tratar de minimizar los efectos de los esfuerzos provocados por la succión de las bombas, se colocaron dos mamparas en el fondo de la caja a los lados de la entrada del filamento. La velocidad del flujo fue controlada por un sistema, que controla el gasto de cada chorro impulsor. De esta manera se obtienen niveles de turbulencia controlada. La velocidad de salida de cada bomba fue controlada por medio de *dimmers* comerciales, marca Leviton de 600W/120V. Las mediciones fueron hechas con PIV midiendo un plano dentro de la cámara para determinar el volumen isotrópico sobre el cual se hicieron los cálculos estadísticos para caracterizar la turbulencia.



a)



b)



c)



d)

Figura 3.1 Dispositivo construido para la realización de los experimentos.

Uno de los puntos significativos en la realización de este experimento es la alineación de los chorros ya que de esta dependerá la repetibilidad del mismo. Con este propósito se construyó un dispositivo, el cual se muestra en la figura 3.2. La finalidad de este es hacer

### CAPÍTULO 3. DESARROLLO EXPERIMENTAL

pasar por sus orificios varillas las cuales entraran en cada una de las boquillas, un esquema de este procedimiento se presenta en la figura 3.3. El flujo fue dopado con partículas trazadoras (marca Dantec Dynamics), las cuales fueron esferas huecas recubiertas de plata (80A7001 S-HGS-10), con un diámetro de 10 $\mu$ m, con el objetivo de que estas sigan al flujo, y reflejen la luz proyectada por el láser, y de esta manera describir el movimiento del fluido.

Para definir las velocidades de inyección de agua con los chorros, inicialmente se hicieron pruebas con burbujas de aire variando el voltaje de trabajo de las bombas fig.3.5, y se realizaron ensayos preliminares del rompimiento del filamento viscoso (30,000 cSt), con el que se pretende producir una emulsión, fig. 3.6, para lo cual se utilizó una cámara de alta velocidad (marca Redlake modelo Motion Scope PCI800s), se llevaron a cabo grabaciones a 125 cuadros por segundo, con una resolución de 480x420 pixeles. Con base en este sondeo se delimitaron las velocidades de inyección. Dicha medición fue realizada utilizando el sistema PIV, ya mencionado con anterioridad, los resultados se presentan en la siguiente tabla.

<i>Diámetro de boquilla (mm)</i>	<i>Voltaje (Volts)</i>	<i>Velocidad (m / s)</i>
<b>19.05</b>	96	1.6
	105	2.2
	113	2.5
<b>15.88</b>	96	2.1
	105	3.0
	113	3.3
<b>12.70</b>	96	3.2
	105	4.4
	113	4.8
<b>9.53</b>	96	5.1
	105	7.2
	113	8.6
<b>6.35</b>	96	8.6
	105	10.0
	113	10.3

Tabla 3.1 Velocidades de los chorros de agua utilizadas para la caracterización del flujo

Los criterios para establecer estos parámetros fueron que el ensayo de menor intensidad, (para 1.6 m/s para el caso de 19.1 mm de diámetro de boquilla y 96 volts), era el límite mínimo para el cual, tanto las burbujas como el filamento se rompían. La máxima velocidad que se alcanzó debido al diseño del experimento fue de 10.3 m/s el cual correspondió a 6.4 mm y 113 volts.

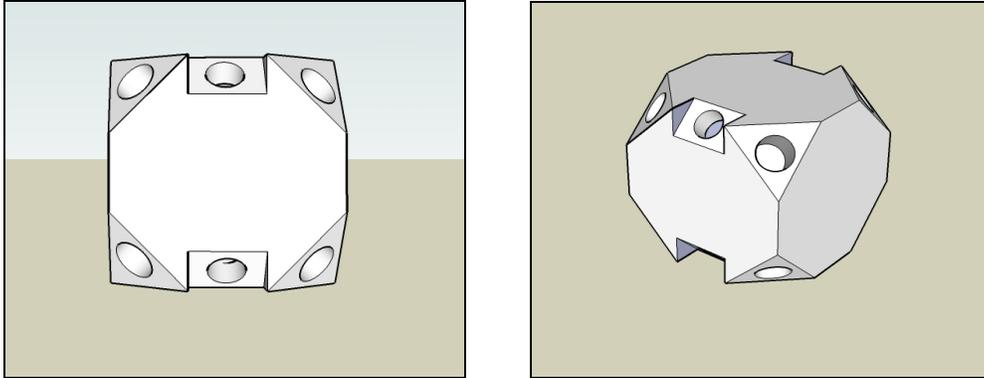


Figura 3.2. Dispositivo para alineación de chorros.

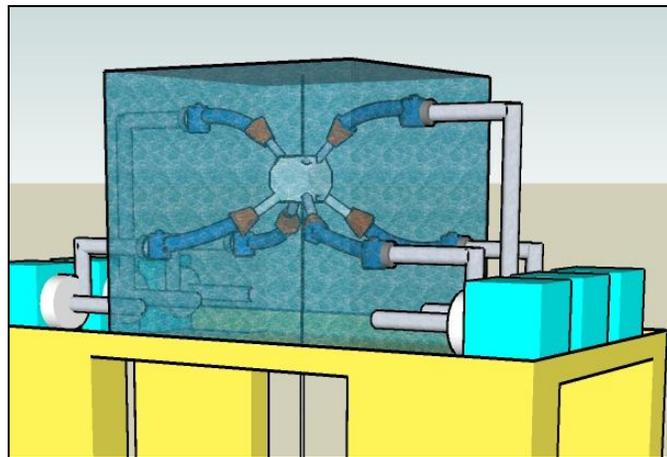


Figura 3.3. Alineación de chorros.

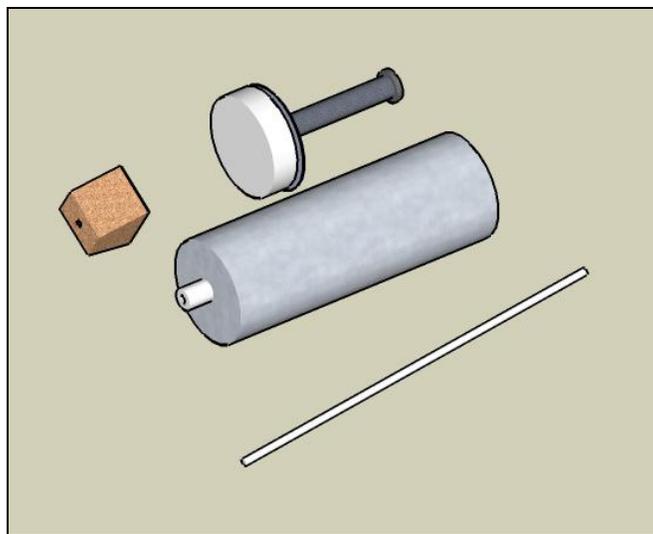


Figura 3.4. Bomba de pistón.

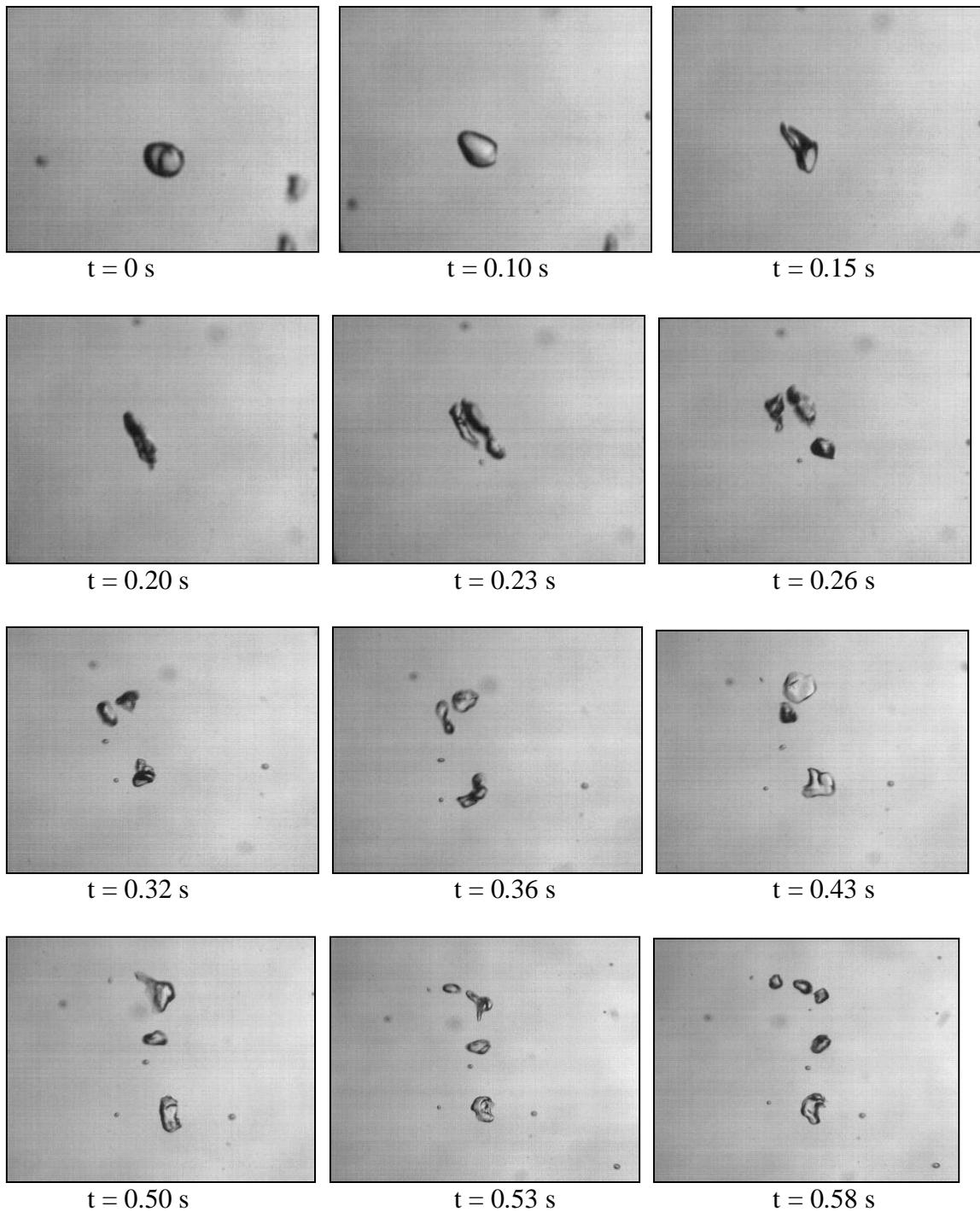


Figura 3.5. Secuencia de ruptura de burbujas. En la secuencia puede observarse, la deformación gradual que la turbulencia generada ejerce sobre una burbuja de aire, la cual empieza a elongarse y aplanarse en diferentes puntos de su superficie, hasta provocar su ruptura.

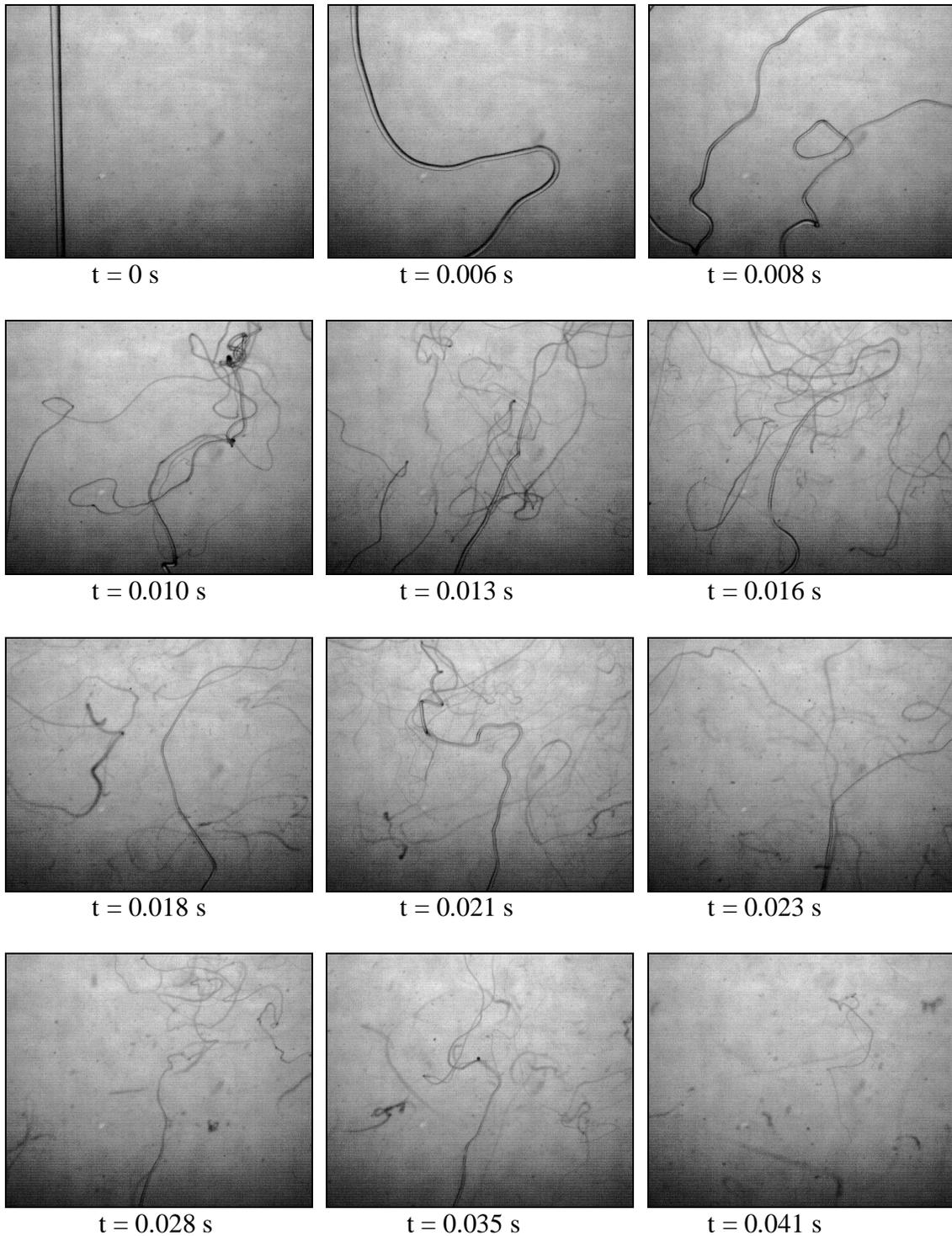


Figura 3.6. Secuencia de ruptura de un filamento. En la figura se observa el efecto de la turbulencia sobre un filamento de silicón de alta viscosidad ( $30,000 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ), en el cual los esfuerzos de Reynolds son importantes, elongándolo hasta llegar a un diámetro crítico en el cual los efectos capilares son considerables iniciándose así el proceso de ruptura del filamento.

# CAPÍTULO 4

## RESULTADOS

Para tener una idea general del tipo de flujo que se obtiene con el arreglo experimental y cuál será el área de medición a emplearse en el sistema PIV, se llevó a cabo una visualización preliminar mediante la proyección de una hoja laser sobre la cámara de turbulencia utilizando como trazadores burbujas pequeñas que se generan al accionar el sistema (fig. 4.1), con ello se determinó la región de interés y sobre la cual se obtuvo una base de datos definitiva con la que se realizó el análisis estadístico. En esta figura se puede apreciar el carácter aleatorio del flujo generado, podemos observar la ausencia de un flujo dominante lo que reafirma nuestra suposición del carácter isotrópico y homogéneo de la turbulencia generada.



Figura 4.1. Visualización del flujo.

### 4.1 ADQUISICIÓN DE IMÁGENES

En este trabajo se busca demostrar que el campo turbulento dentro de la cámara fue isotrópico y homogéneo, con pequeños valores de la velocidad media.

Para un mejor entendimiento de la estructura del flujo turbulento generado de esta manera, y para facilitar la interpretación de los resultados que se obtuvieron en el experimento, es necesario un conocimiento detallado del campo de velocidad turbulenta. Se realizaron mediciones de cantidades como intensidad de la turbulencia de las velocidades fluctuantes en las direcciones vertical y horizontal ( $u'$ ,  $v'$ ) con diferentes velocidades de inyección de agua y diámetros de boquillas.

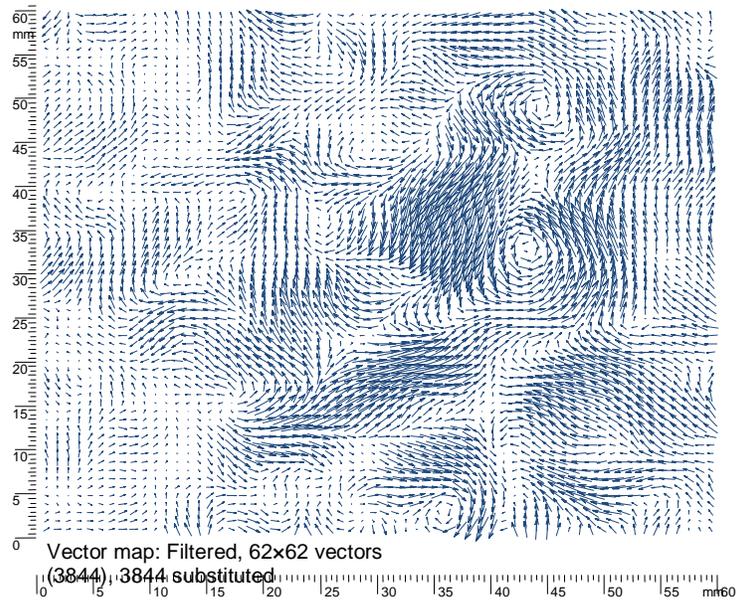
Se ha considerado aquí la razón de las intensidades de turbulencia  $u'_{rms} / v'_{rms}$ , donde  $u'_{rms}$  es el promedio de la velocidad fluctuante en la dirección  $x$ , y  $v'_{rms}$  es el promedio de la velocidad fluctuante en la dirección  $y$ , promediados espacialmente [15]. El estado estacionario, la homogeneidad y la isotropía simplifican el análisis de la turbulencia.

Las mediciones de velocidad fueron realizadas para cada una de las condiciones de operación del sistema. Estas fueron colectadas en 1000 imágenes con un tiempo entre pulsos de  $100\mu s$  para los flujos más lentos hasta  $10\mu s$  para los flujos más rápidos, con una duración de pulso de  $0.01\mu s$ . Estas mediciones fueron realizadas con un sistema PIV con una cámara *Kodak Megaplug ES1.0 / Type 16 (30 Hz)* y un láser *NewWave Solo, HiSense Camara*, con el método asíncrono y *double frame*, por lo que ya se explicó anteriormente. El análisis estadístico de los datos se realizó con el software *FlowManager* de *Dantec Dynamics*, con el que se llevo a cabo una correlación adaptativa con áreas de interrogación de  $32 \times 32$  píxeles con un traslapado de  $50 \% \times 50 \%$  y una validación de picos de 1.4 sobre un área de  $3 \times 3$ . Promediando sobre todas estas mediciones, los valores medios de  $u'_{rms}$  y  $v'_{rms}$  fueron determinadas y más adelante se analizarán a detalle.

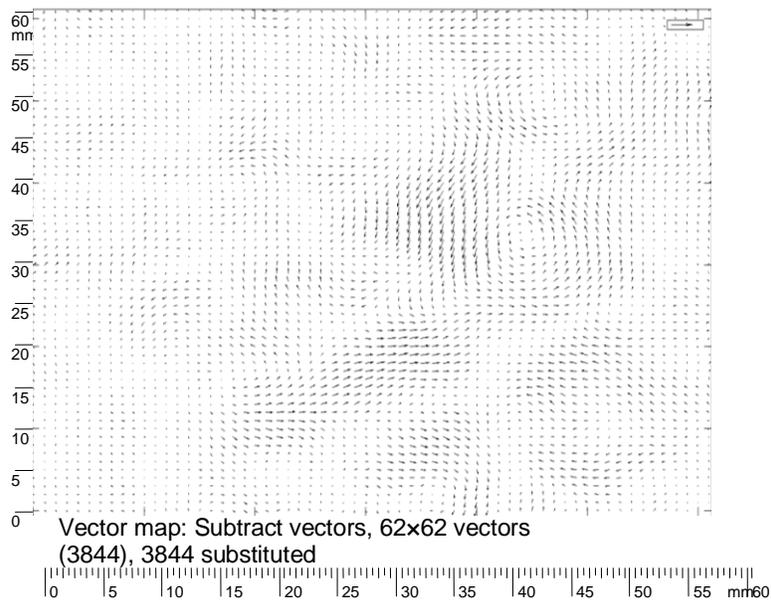
### 4.2 CARACTERIZACIÓN DEL CAMPO TURBULENTO

Una muestra de los mapas vectoriales obtenidos del campo de velocidad se muestra en la Fig. 4.2(a), en la cual puede observarse la presencia de estructuras coherentes características de un flujo turbulento, obsérvese como la componente vertical es mayor que la horizontal, aquí puede apreciarse la magnitud de este flujo comparándola con el vector de referencia de 1 m/s. Haciendo un filtrado y sustrayendo la componente fluctuante de cada vector, se puede observar la presencia de un flujo medio (b), el cual como se verá más adelante no afectará en gran medida a excepción de algunos casos, en los cuales la isotropía se ve disminuida, mas no así la homogeneidad de las velocidades fluctuantes. La figura muestra que se tuvo un pequeño flujo uniforme, con la componente vertical generalmente mayor que la componente horizontal, lo cual se observó para todos los casos. Esto puede deberse al hecho de que las mediciones fueron realizadas sobre el plano central en el que se encontraban dos boquillas las cuales se localizaban en el centro de la cámara. La influencia de la posición de estos chorros en la región de medición se comprobó en el análisis estadístico, por medio del cual podremos concluir si se trata o no de una turbulencia isotrópica.

La estructura del flujo generado por los chorros, dentro de la cámara, ha sido caracterizada para varios diámetros de boquillas y velocidades de inyección de agua. La homogeneidad espacial de la estructura turbulenta fue verificada presentando las mediciones a lo largo de los dos ejes ortogonales. La turbulencia característica a lo largo del eje  $z$ , no fue explorada.



a)



b)

Figura 4.2. Mapas vectoriales obtenidos del campo de velocidad: a) mapa vectorial completo de los vectores de velocidad; b) mapa vectorial de las velocidades medias.

Se llevarán a cabo mediciones de velocidad del campo de flujo dentro de la cámara de turbulencia a lo largo de los ejes  $x$ ,  $y$  para revisar la isotropía de las componentes de las velocidades fluctuantes. La figura 4.3 muestra la variación de la intensidad de la turbulencia de las velocidades fluctuantes  $u$  y  $v$  con las velocidades de inyección de agua para cada diámetro de boquilla, todas ellas en el centro de la cámara. Se puede observar un incremento lineal de ambas velocidades fluctuantes y de la intensidad de la turbulencia con la velocidad de inyección para cada uno de los diámetros de las boquillas. La misma figura también confirma que el factor  $u/v$  es cercano a 1, independientemente de la velocidad de inyección de agua o el diámetro de boquilla utilizados en el análisis. El sistema es únicamente sensible a la precisión con la cual hayan sido alineados los chorros. Si no hay una buena alineación, existe un flujo medio, el cual hace que una de las intensidades de turbulencia sea mayor que la otra. Por lo demás, en esta figura se muestra que las velocidades medias  $U$  y  $V$  son menores que las velocidades fluctuantes, y también resultan ser independientes de la velocidad de la inyección y del diámetro de las boquillas (para los casos en los que se comprueba la isotropía).

Dichas mediciones muestran que el arreglo geométrico de la cámara controlada es capaz de producir turbulencia con velocidades medias cercanas a cero, esto solamente dentro de un área de 50 x 50 mm en el centro de la cámara. Fuera de esta región los dos valores de los componentes de velocidad media llegan a ser gradualmente importantes comparados con la media de las velocidades fluctuantes  $u$  y  $v$ . Los resultados aquí presentados solo corresponden a este pequeño volumen. Nótese que en el presente estudio no se hicieron mediciones para cuantificar la velocidad fuera de esta región.

Un resumen de la información del campo de flujo en la parte media de la cámara se presenta en la Tabla 4.1. Estos resultados demuestran claramente el carácter isotrópico del campo turbulento generado dentro de la cámara.

Las velocidades *rms* fueron del orden de 0.64 m/s en el estudio presente. Nosotros utilizamos el método anteriormente mencionado de promediado espacial de la estadística local ya que la turbulencia fue homogénea en el área de medición.

En la figura 4.4, se graficaron los valores de los factores asimétricos y de kurtosis para todos los diámetros de boquillas y las diferentes intensidades de inyección de agua. Estos parámetros como se había mencionado antes indican cual es la forma de la distribución. Los valores que estos parámetros deben tener para el caso de una distribución gaussiana son de cero y tres respectivamente. Dichos valores corresponden a una turbulencia isotrópica y homogénea. Se puede apreciar como los valores tanto del factor asimétrico como de la kurtosis se acercan más a los valores predichos por la teoría para una distribución gaussiana, de lo que se puede deducir que al aumentar la velocidad de inyección para cada determinado diámetro de boquilla, existe un aumento en la intensidad de la turbulencia, por lo que se generará una mayor cantidad de remolinos en las pequeñas escalas los cuales son mas isotrópicos.

**CAPÍTULO 4. RESULTADOS**

$\emptyset$ (mm)	Vel. Iny. (m/s)	$U$ (m/s)	$V$ (m/s)	$u_{rms}$ (m/s)	$v_{rms}$ (m/s)	$u'/v'$	$Su'$	$Sv'$	$Ku'$	$Kv'$
19.05	1.6	0.062	0.464	0.309	0.404	0.766	-0.550	-0.244	3.049	1.661
	2.2	0.126	0.442	0.321	0.376	0.853	-0.046	-0.523	2.615	2.634
	2.5	0.194	0.512	0.486	0.523	0.929	-0.105	0.725	2.523	2.404
15.88	2.1	0.193	1.052	1.114	1.379	0.808	-0.936	-0.713	5.484	2.393
	3.0	0.024	0.927	0.980	1.353	0.724	-0.584	-0.554	5.523	2.391
	3.3	0.058	0.969	1.052	1.403	0.750	-0.630	-0.535	5.150	2.344
12.70	3.2	0.255	0.535	0.675	0.800	0.845	-0.825	-0.535	4.156	2.334
	4.4	0.298	0.722	0.742	0.761	0.975	-0.080	-0.964	3.224	4.339
	4.8	0.303	0.637	0.786	0.847	0.928	-0.117	-0.933	3.354	4.293
9.53	5.1	0.220	0.543	0.767	0.744	1.031	-2.457	-2.021	9.531	9.566
	7.2	0.332	0.507	0.756	0.810	0.933	-2.459	-1.751	10.451	7.476
	8.6	0.407	0.541	0.848	0.921	0.920	-2.052	-1.662	8.359	6.694
6.35	8.6	0.031	0.274	0.427	0.963	0.443	1.756	-1.565	8.692	6.033
	10	0.721	0.045	0.422	0.840	0.503	1.347	-0.718	5.579	3.609
	10.3	0.075	0.134	0.525	1.168	0.449	1.135	-0.688	5.382	3.268

Tabla 4.1. Valores estadísticos de los mapas de velocidad obtenidos con PIV.

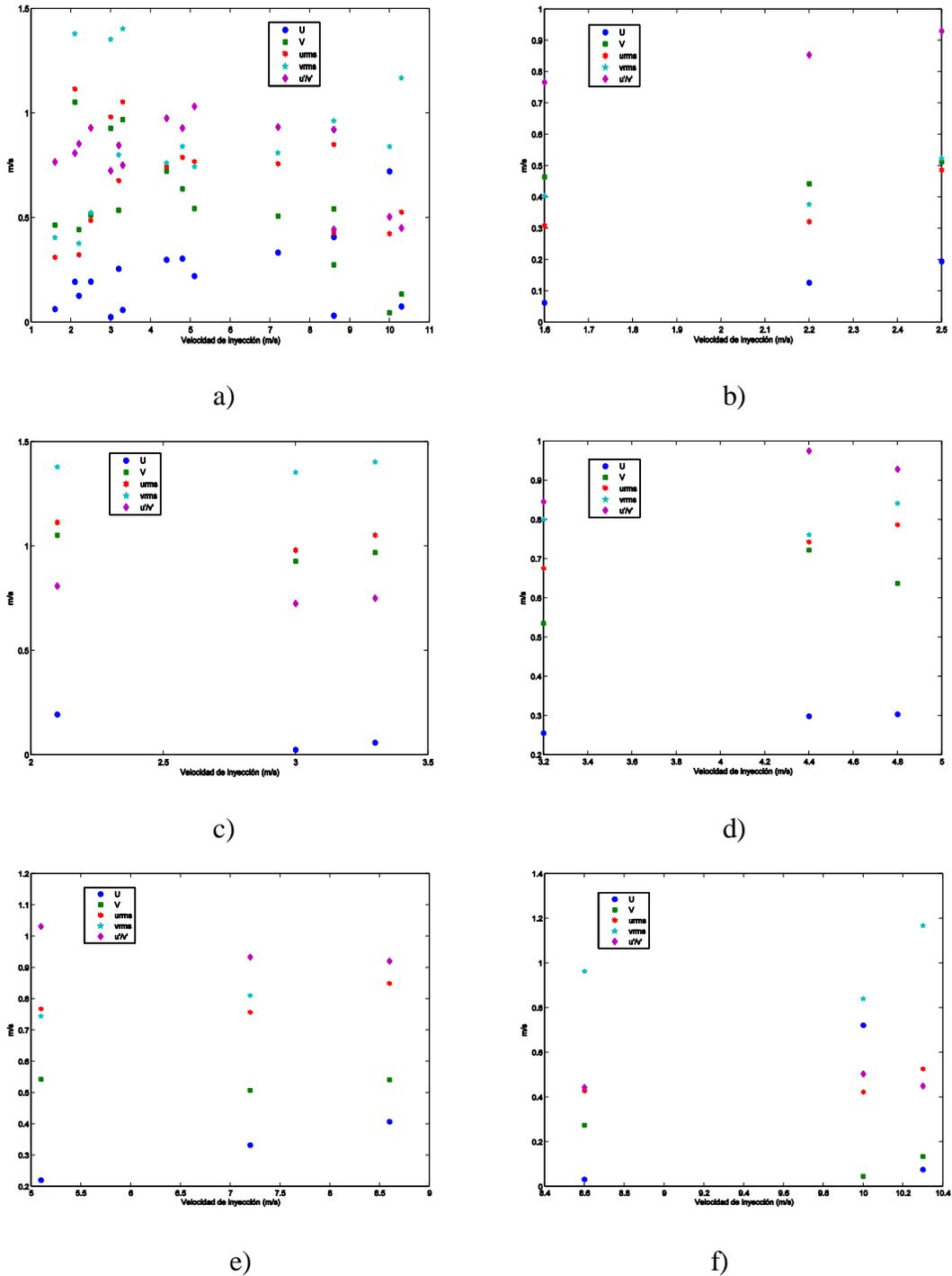
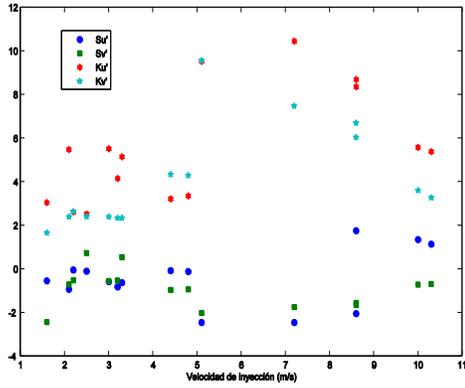
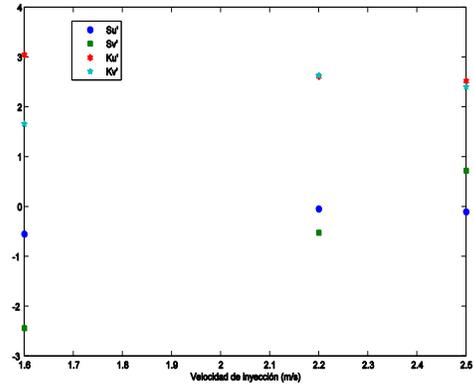


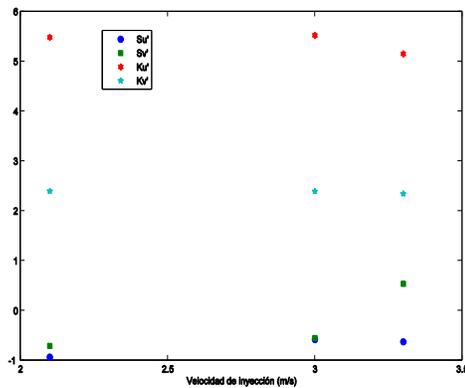
Figura 4.3. Variaciones de las velocidades medias, intensidad de turbulencia y radio isotrópico con la velocidad de inyección de agua para boquillas: a) para todos los diámetros de boquillas; b) 19.05 mm; c) 15.88 mm; d) 12.7 mm; e) 9.53 mm y f) 6.53 mm.



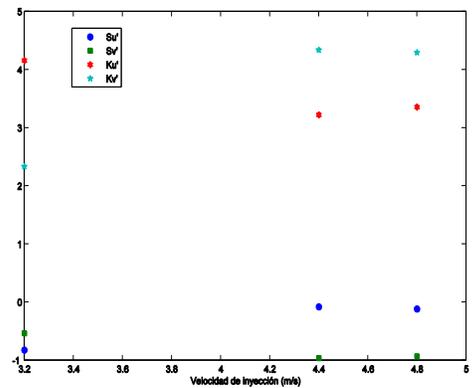
a)



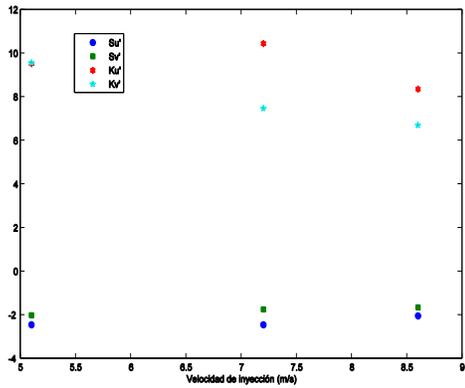
b)



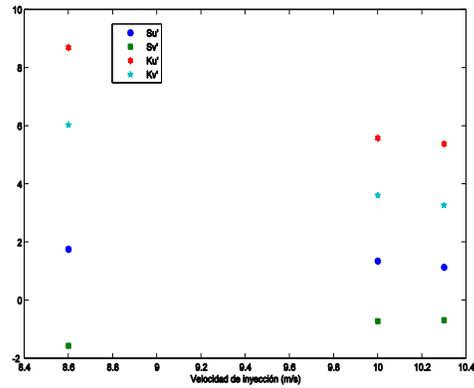
c)



d)



e)



f)

Figura 4.4. Factores de asimetría y kurtosis de las velocidades fluctuantes  $u'$  y  $v'$  para boquillas: a) para todos los diámetros de boquillas; b) 19.05 mm; c) 15.88 mm; d) 12.7 mm; e) 9.53 mm y f) 6.53 mm.

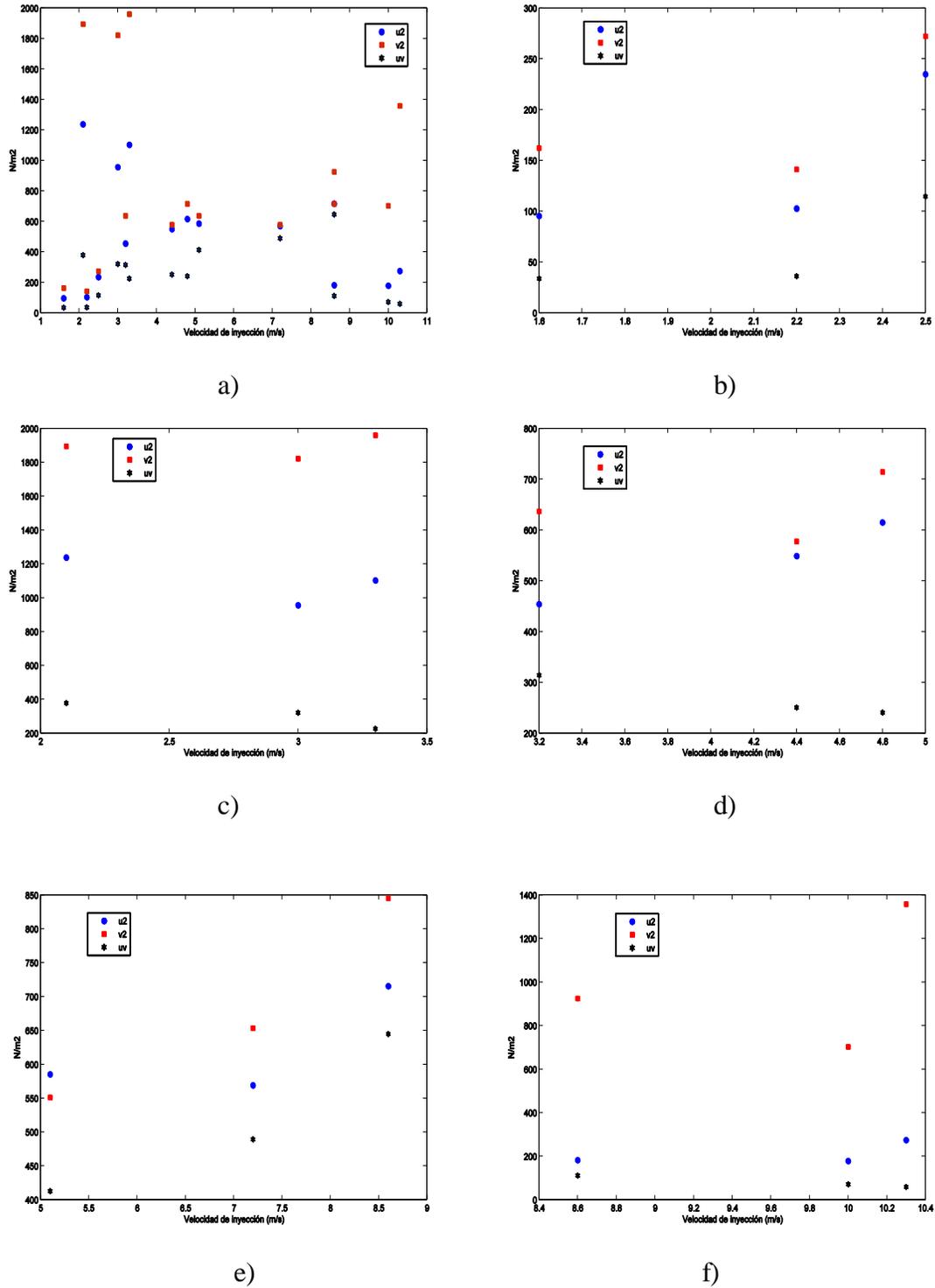


Figura 4.5. Esfuerzos turbulentos para todas las condiciones de operación de velocidades de inyección para boquillas: a) para todos los diámetros de boquillas; b) 19.05 mm; c) 15.88 mm; d) 12.7 mm; e) 9.53 mm y f) 6.53 mm.

En la figura 4.5 se puede apreciar el incremento monotónico que se tiene en las intensidades de turbulencia para cada diámetro de boquilla y velocidad de inyección.

Como es bien sabido el carácter isotrópico de la turbulencia puede apreciarse calculando la razón que existe entre las intensidades de turbulencia, pero otras de las medidas que pueden darnos una idea de cuan alejado o cercano de la isotropía se encuentra un campo de flujo son el tercer y cuarto momento centrales, estos son parámetros estadísticos que nos definen cuales serán las características que tienen las distribuciones de probabilidad, como se verá más adelante.

Los mapas escalares de la suma de las varianzas de las velocidades se presentan en las figuras 4.6 - 4.20. Aquí se muestran los mapas que ilustran la magnitud de la velocidad en cada uno de los casos analizados. Se puede apreciar el grado de intensidad de turbulencia que se tiene para las diferentes condiciones de operación del sistema. Además se visualiza la región de máxima turbulencia en el centro de la sección de medición de la cámara, en la cual se tiene la isotropía y los valores más altos de velocidades fluctuantes. En esta área de máxima turbulencia es donde se encuentra el punto focal al que todos los chorros se dirigen. Puede notarse también la disminución de la turbulencia al apartarnos del centro, ya que al alejarnos de la zona en la cual se está suministrando energía al sistema, los esfuerzos turbulentos son menos importantes y por lo tanto la turbulencia empieza a decaer.

Utilizando la descomposición de Reynolds, la velocidad media local  $U$ , fue sustraída del mapa vectorial para obtener los mapas de velocidades fluctuantes  $u'$ ,  $v'$ , para con estos calcular las funciones de distribuciones de probabilidad de las figs. 4.21 - 4.25.

Dichas figuras, también confirman que las distribuciones de probabilidad de las velocidades instantáneas, para ambos componentes de velocidad son distribuciones cuasi-gaussianas dentro del área rectangular medida. Estos resultados se verifican al calcular los factores de asimetría y kurtosis, los cuales se encontraron dentro del valor teórico para turbulencia isotrópica, que son de cero y tres, respectivamente (tabla 4.1). Se puede notar, analizando la tabla ya mencionada y observando estas distribuciones, que existe una tendencia a un comportamiento más cercano al gaussiano para los casos en los cuales se tienen valores de la razón isotrópica cercanos a 1. Se puede ver como las distribuciones adquieren una forma más alargada cuando los valores de kurtosis empiezan a ser mayores a 3, lo cual se puede ver como una menor dispersión de las velocidades fluctuantes. Al analizar los eventos en los que los valores del factor de asimetría se alejan del valor teórico de cero, los cuales corresponden a los mismos en los que tampoco se encuentran los valores predichos para la kurtosis, la distribución esta "cargada" hacia alguno de sus costados generalmente hacia el lado izquierdo. La interpretación que se puede inferir de dicho comportamiento es que la pérdida de simetría en las distribuciones se debe al mismo flujo medio, ya que un valor alto del factor asimétrico puede ser visto como un aumento en la tasa de producción de remolinos, los cuales son generados por el flujo dominante. Esta asimetría demuestra un alejamiento de la forma de una distribución gaussiana, ya que tales remolinos generados en las grandes escalas, son estructuras coherentes que no permiten que se obtenga la isotropía del campo de flujo.

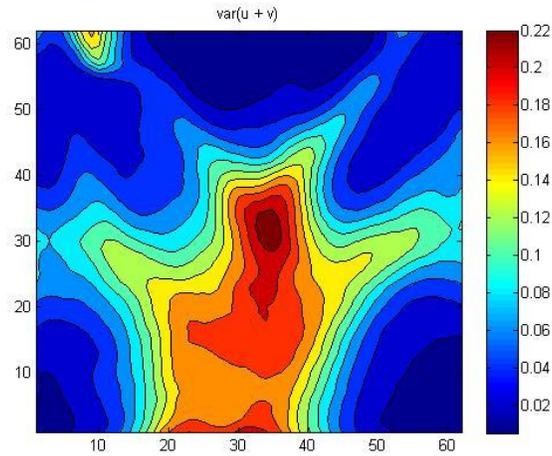


Figura 4.6. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de  $\phi$  19.05 mm y velocidad de inyección para 1.6 m/s.

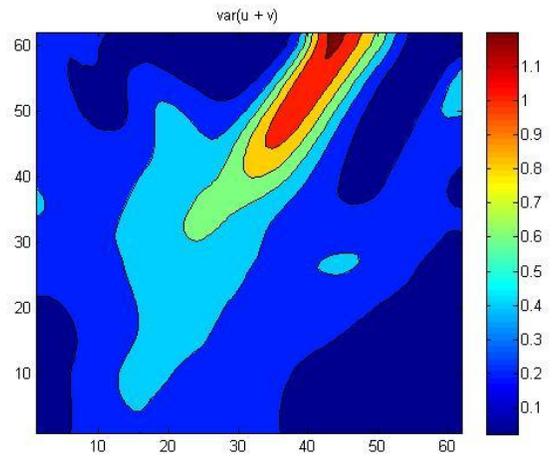


Figura 4.7. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 19.05 mm  $\phi$  y velocidad de inyección para 2.2 m/s.

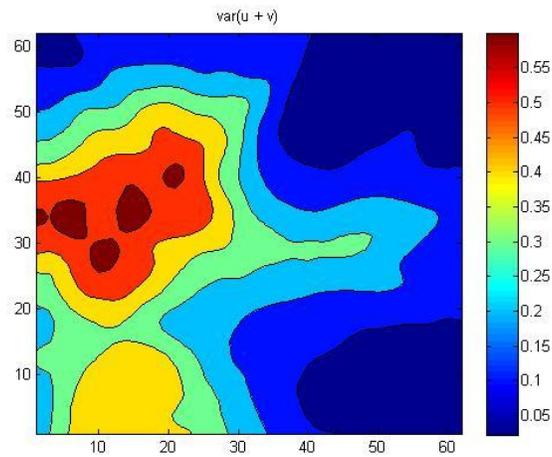


Figura 4.8. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 19.05 mm  $\phi$  y velocidad de inyección para 2.5 m/s.

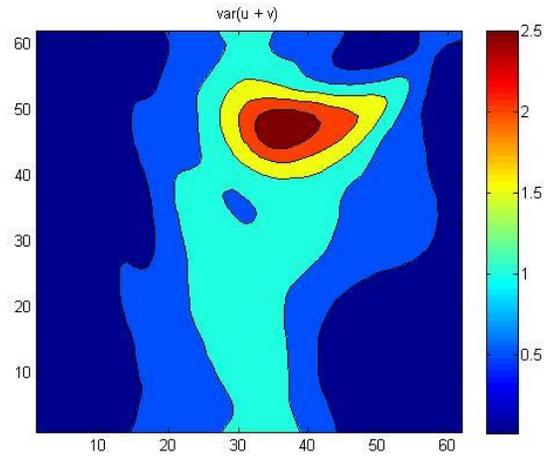


Figura 4.9. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 15.88 mm  $\varnothing$  y velocidad de inyección para 2.1 m/s.

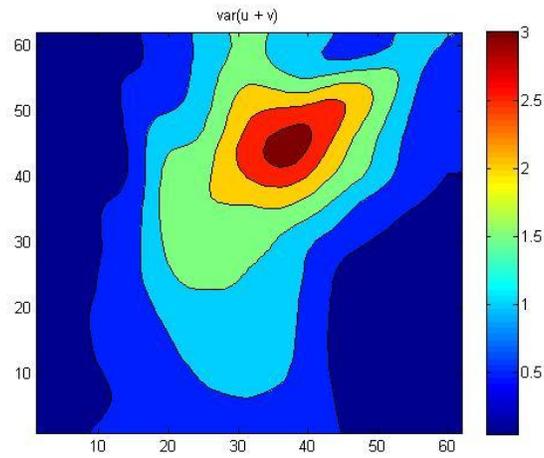


Figura 4.10. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 15.88 mm  $\varnothing$  y velocidad de inyección para 3.0 m/s.

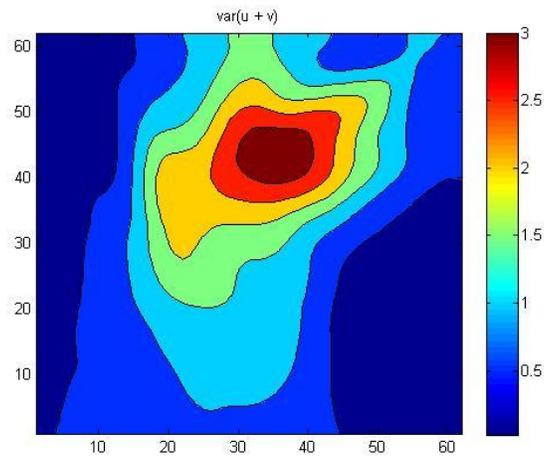


Figura 4.11. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 15.88 mm  $\varnothing$  y velocidad de inyección para 3.3 m/s.

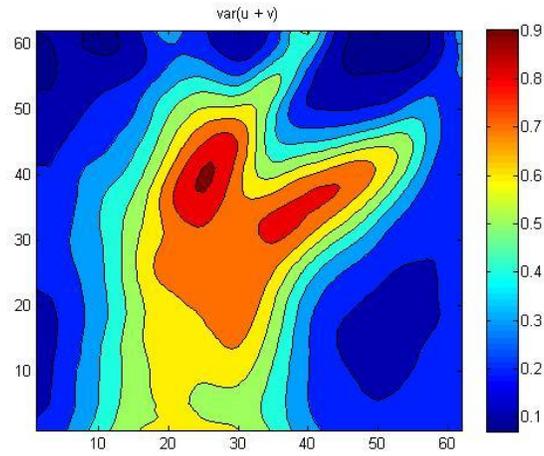


Figura 4.12. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 12.70 mm  $\varnothing$  y velocidad de inyección para 3.2 m/s.

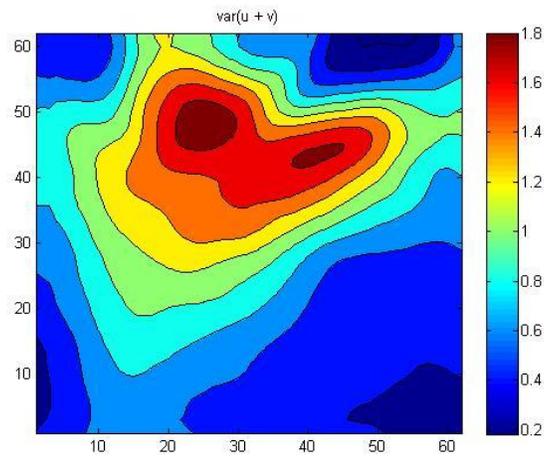


Figura 4.13. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 12.70 mm  $\varnothing$  y velocidad de inyección para 4.4 m/s.

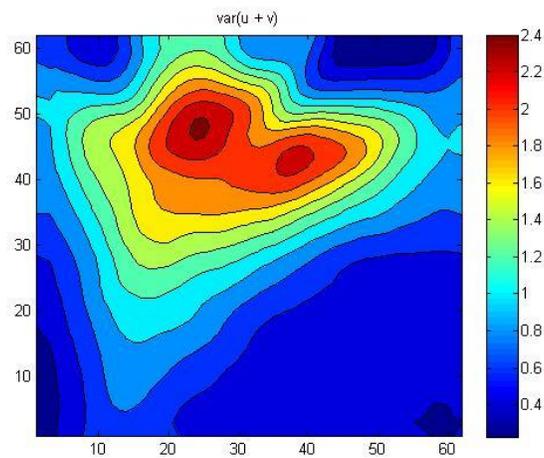


Figura 4.14. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 12.70 mm  $\varnothing$  y velocidad de inyección para 4.8 m/s.

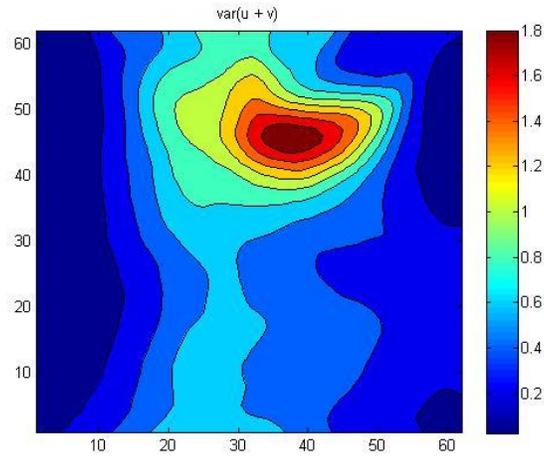


Figura 4.15. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 9.53 mm  $\varnothing$  y velocidad de inyección para 5.1 m/s.

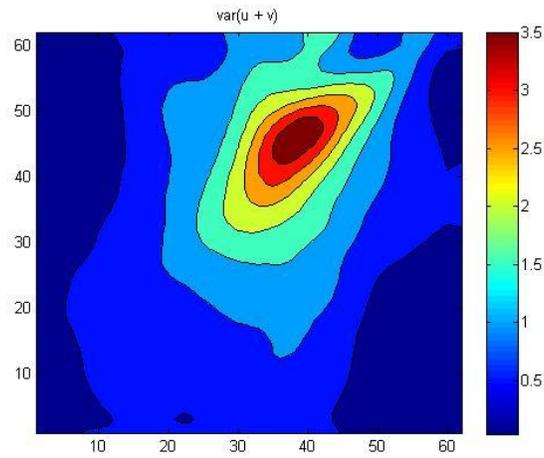


Figura 4.16. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 9.53 mm  $\varnothing$  y velocidad de inyección para 7.2 m/s.

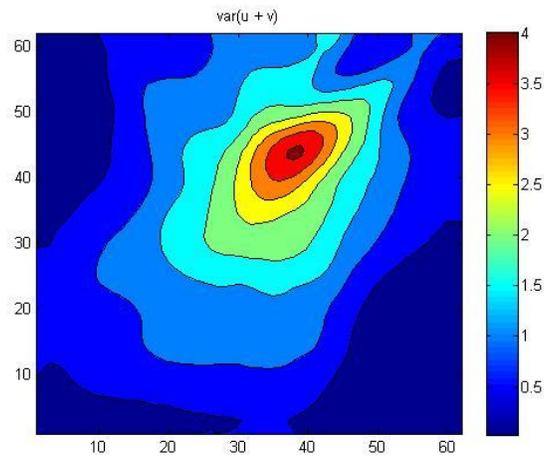


Figura 4.17. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 9.53 mm  $\varnothing$  y velocidad de inyección para 8.6 m/s.

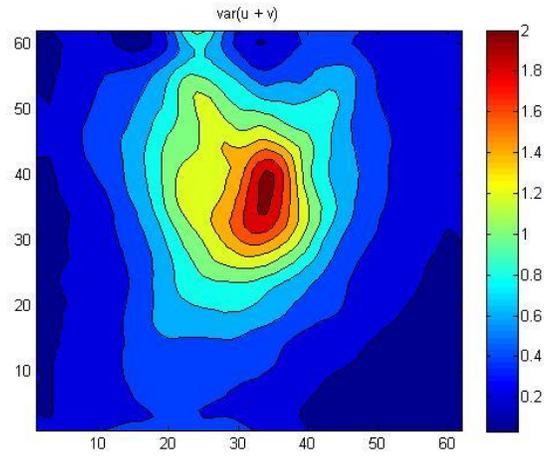


Figura 4.18. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 6.35 mm  $\varnothing$  y velocidad de inyección para 8.6 m/s.

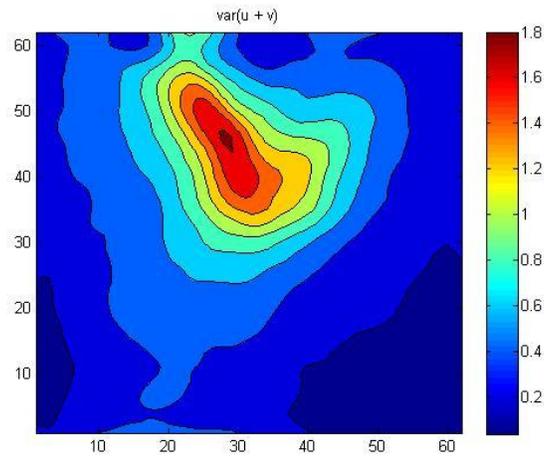


Figura 4.19. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 6.35 mm  $\varnothing$  y velocidad de inyección para 10 m/s.

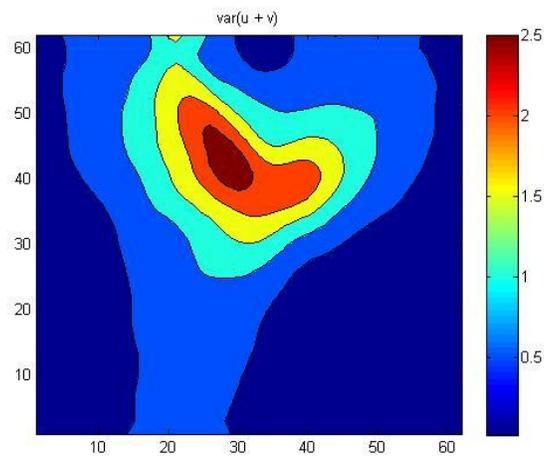
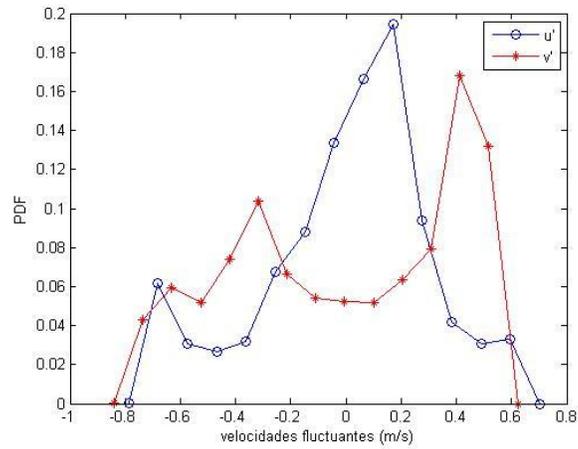
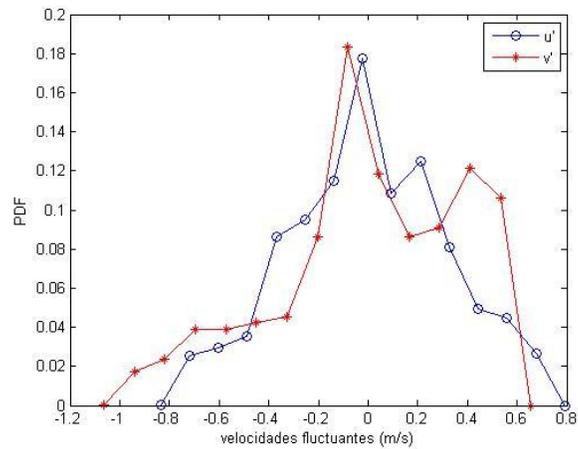


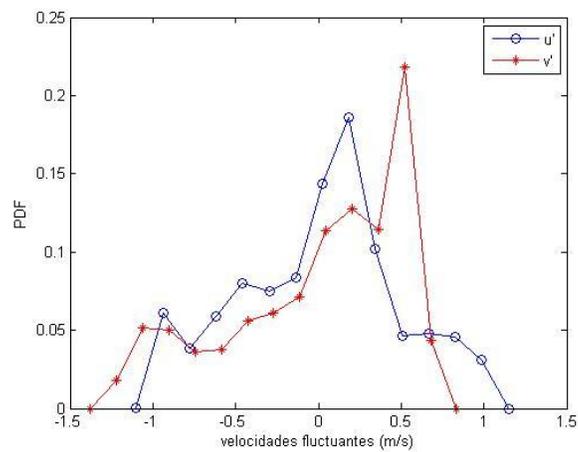
Figura 4.20. Mapa escalar de la suma de las varianzas en m/s para las boquillas de 6.35 mm  $\varnothing$  y velocidad de inyección para 10.3 m/s.



a)

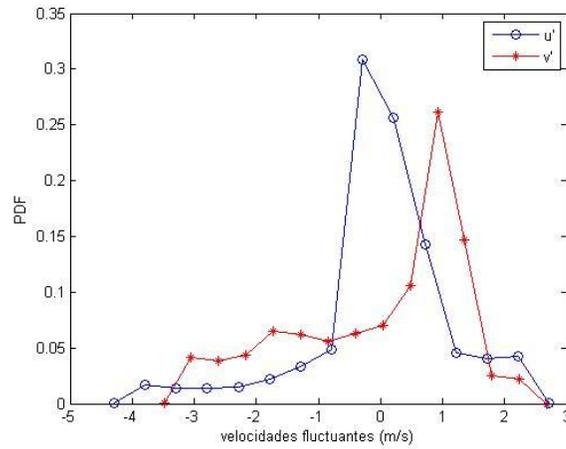


b)

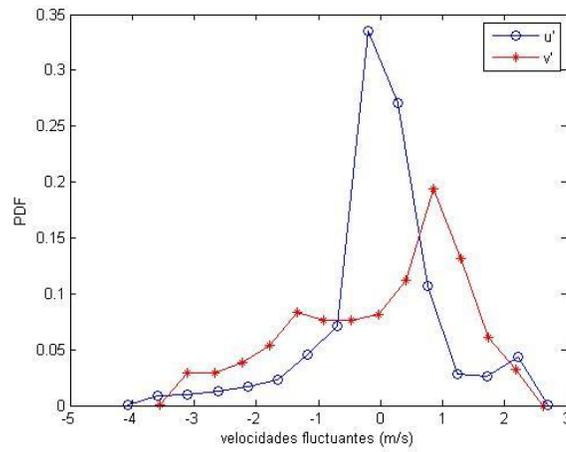


c)

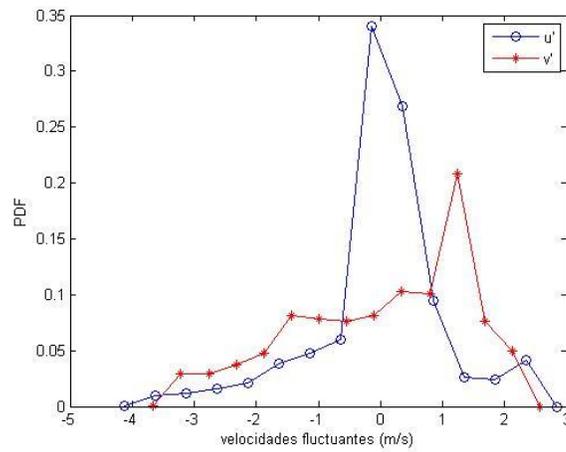
Figura 4.21. Funciones de densidad de probabilidad de la boquilla de 19.05 mm  $\phi$  con las diferentes intensidades de inyección de agua, a) 1.6 m/s b) 2.2 m/s c) 2.5 m/s.



a)

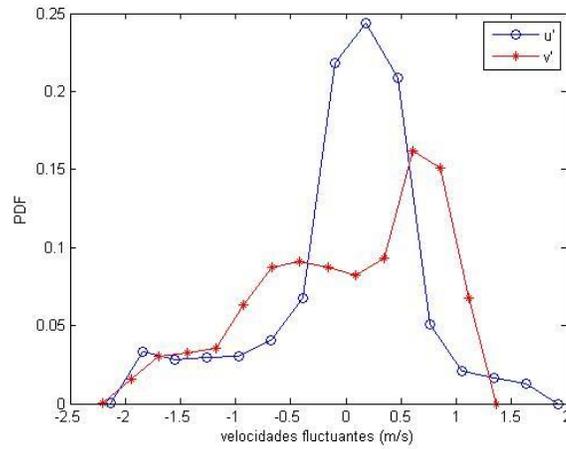


b)

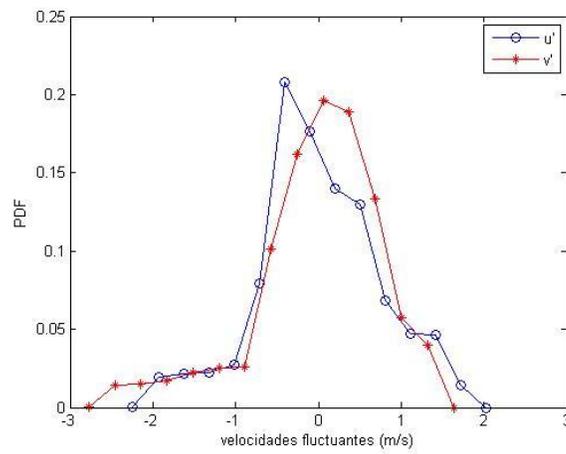


c)

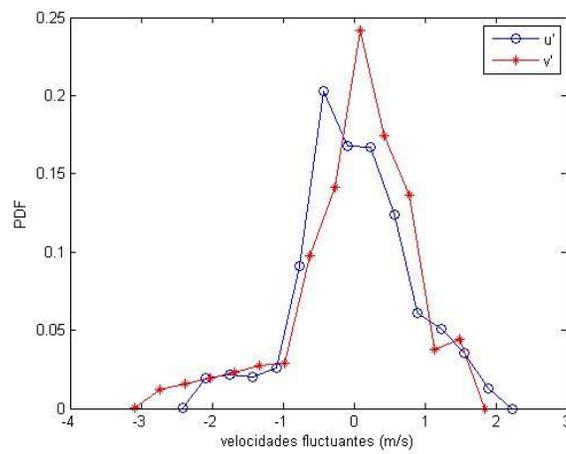
Figura 4.22. Funciones de densidad de probabilidad de la boquilla de 15.88 mm  $\phi$  con las diferentes intensidades de inyección de agua, a) 2.1 m/s b) 3.0 m/s c) 3.3 m/s.



a)

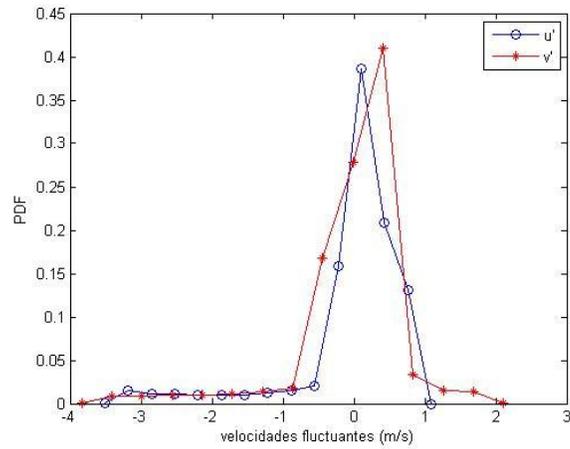


b)

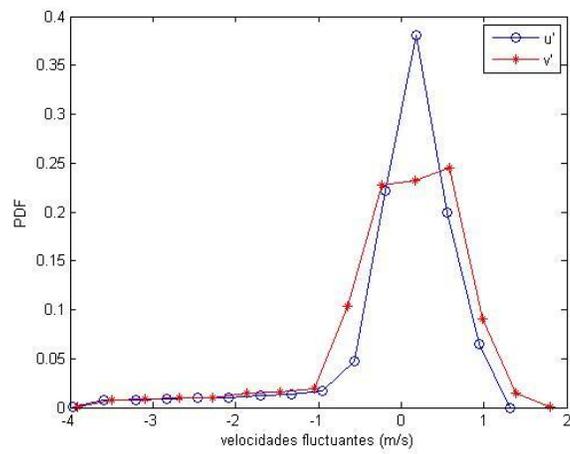


c)

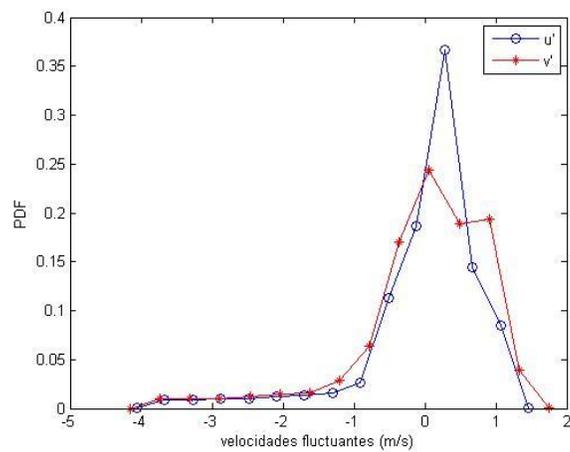
Figura 4.23. Funciones de densidad de probabilidad de la boquilla de 12.70 mm  $\phi$  con las diferentes intensidades de inyección de agua, a) 3.2 m/s b) 4.4 m/s c) 4.8 m/s.



a)

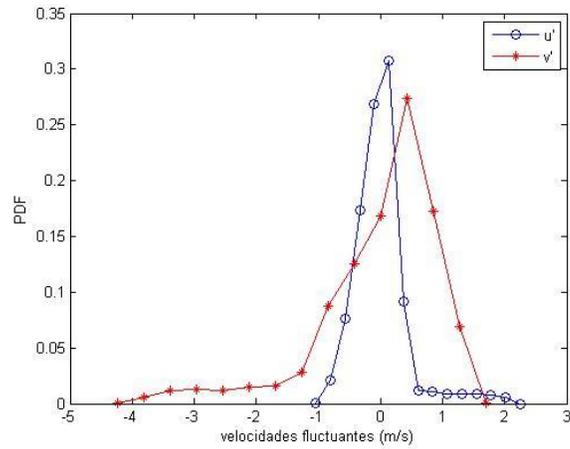


b)

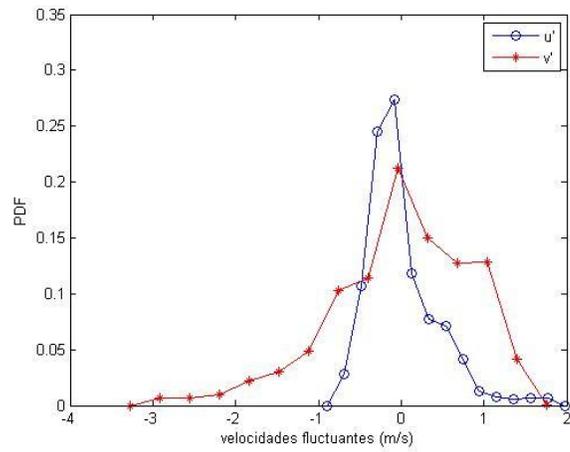


c)

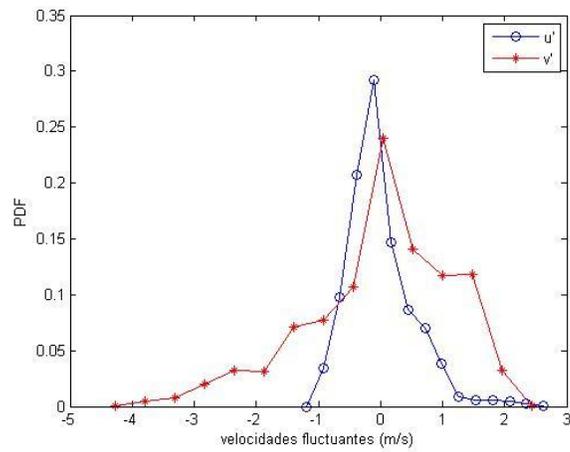
Figura 4.24. Funciones de densidad de probabilidad de la boquilla de 9.53 mm  $\phi$  con las diferentes intensidades de inyección de agua, a) 5.1 m/s b) 7.2 m/s c) 8.6 m/s.



a)



b)



c)

Figura 4.25. Funciones de densidad de probabilidad de la boquilla de 6.35 mm  $\varnothing$  con las diferentes intensidades de inyección de agua, a) 8.6 m/s b) 10 m/s c) 10.3 m/s.

La velocidad  $rms$  y el  $Re_\lambda$  pueden ser modificados cambiando la velocidad de inyección de los chorros y el diámetro de las boquillas. Cada una de las condiciones geométricas fueron caracterizadas para demostrar el hecho de que se tiene una región homogénea y un flujo medio pequeño.

$\emptyset$ (mm)	Vel. Iny. (m/s)	$q(m^2/s^2)$	$\varepsilon (m^2/s^3)$	$\lambda(mm)$	$Re_\lambda$	$L_K (mm)$	$\tau(s)$	$v (m/s)$
19.05	1.6	0.508	6.897	0.173	110	0.017	0.0003	0.048
	2.2	0.495	6.354	0.176	109	0.017	0.0004	0.048
	2.5	0.713	19.062	0.146	130	0.013	0.0002	0.063
15.88	2.1	0.478	6.883	0.163	97	0.017	0.0003	0.049
	3.0	0.473	6.660	0.164	97	0.017	0.0003	0.048
	3.3	0.633	15.973	0.142	112	0.013	0.0002	0.060
12.70	3.2	1.047	90.232	0.099	129	0.009	0.0001	0.092
	4.4	1.063	94.67	0.098	130	0.009	0.0001	0.093
	4.8	1.153	121.41	0.094	135	0.008	0.0001	0.099
9.53	5.1	1.068	127.96	0.085	113	0.008	0.0001	0.101
	7.2	1.108	142.74	0.083	115	0.008	0.0001	0.103
	8.6	1.252	205.92	0.078	122	0.007	0.0001	0.113
6.35	8.6	1.054	184.33	0.070	91	0.007	0.0001	0.110
	10	0.940	130.84	0.074	88	0.008	0.0001	0.101
	10.3	1.280	330.29	0.063	101	0.006	0.0001	0.128

Tabla 4.2. Escalas características turbulentas,  $Re_\lambda$ , energía cinética y tasa de disipación de energía para cada diámetro de boquilla.

Las escalas que caracterizan a la turbulencia fueron calculadas con el método propuesto por Kolmogorov por medio del análisis dimensional, ya que este es la base del equilibrio

existente entre los términos inercial y disipativo. Las ecuaciones utilizadas para el cálculo fueron las siguientes:

$$K_L = \left( \frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}, \quad \tau = \left( \frac{v}{\varepsilon} \right)^{1/2}, \quad v = (v\varepsilon)^{1/4} \quad (1.17)$$

Las cuales se mencionan en el capítulo 1 de esta tesis (apartado 1.2.3),  $\varepsilon$  es la tasa de disipación de energía y  $v$  la viscosidad cinemática. Para realizar el cálculo de las escalas de Kolmogorov fue necesario determinar primero la tasa de disipación de energía  $\varepsilon$ . Existen diversos métodos para determinar dicha cantidad, en nuestro caso fue estimada usando el método de análisis dimensional. Los métodos de PIV son esencialmente filtros de paso bajo y no proveen de una resolución espacial suficiente para capturar los remolinos más pequeños que son responsables de la disipación. Se optó por seguir el cálculo realizado en [15], el cual está dado por la expresión,  $\varepsilon = u^3/l$ , en donde la escala característica  $l$ , se ha tomado como el diámetro de cada boquilla de cada uno de los arreglos geométricos, haciendo una analogía de la escala tomada en tanques agitados [26] en los que la escala integral es considerada como la mitad del ancho de las aspas de la propela utilizada para la agitación y  $u'$  para este caso es la magnitud de las intensidades de turbulencia, ya que esta tasa caracterizara a las dos componentes de velocidad. Esta cantidad puede ser vista como la energía cinética turbulenta, la cual se determina siguiendo el método propuesto por Hwang et al. [16], con la siguiente ecuación,

$$q \cong \frac{u_{1RMS}^2(x_1, x_2) + u_{2RMS}^2(x_1, x_2)}{2}.$$

Con estos términos podemos definir cuál es el tamaño de los remolinos más pequeños generados, el tiempo en que estos tardan en girar sobre su eje y la velocidad que conllevan en cada diámetro de boquilla para el tipo de turbulencia que se ha generado. Un resumen de estos resultados se encuentra en la Tabla 4.2. En esta se puede observar el como el diámetro de la boquilla y la velocidad de inyección de agua tienen una influencia directa sobre la producción de energía cinética y su tasa de disipación pero no sobre dichas escalas, por lo que se puede observar que para cada arreglo experimental se tuvo una amplia gama de valores de  $q$  y  $\varepsilon$  y se encontró que los valores la energía cinética turbulenta se encuentran entre 0.508 y 1.28  $m^2/s^2$  con su correspondiente tasa de disipación entre 6.897 y 330  $m^2/s^3$ . Se puede advertir que las escalas de Kolmogorov son cercanas en todos los casos. Dado que las velocidades de inyección no influyen en estas cantidades se puede inferir que estas deben de estar equilibradas con la tasa de disipación, provocando así que no exista una gran diferencia entre las escalas más pequeñas, a pesar de que se haya utilizado distintos diámetros de boquillas. Otra de las escalas importantes que podemos definir son aquellas que caracterizan al subrango inercial o de Taylor. Es en este rango en donde se establece la relación existente entre las escalas más largas que son aquellas determinadas por la geometría del canal de flujo o recipiente sobre el cual se hace el análisis, el rango de longitud sobre el cual el flujo medio deja de aportar energía al sistema y la escala de Kolmogorov en donde los efectos viscosos son importantes y transforman la energía cinética en calor. La escala de Taylor se determinó utilizando la siguiente ecuación:

$$\lambda = \left[ \frac{\nu \langle |u'|^2 \rangle}{\varepsilon} \right]^{1/2} \quad (4.1)$$

en la cual se encuentran relacionadas la tasa de disipación de energía cinética y la viscosidad cinemática con la magnitud de las velocidades fluctuantes. Los valores encontrados de esta escala se muestran en la Tabla 4.2, en la que se puede observar que existe una diferencia entre ellas, de lo cual se puede deducir que estas también dependen directamente de la relación existente entre la tasa de disipación de energía y la producción de esta, como indica la expresión utilizada para su cálculo, pero que son dependientes de la velocidad de inyección de los chorros, así como del diámetro de las boquillas.

Uno de los parámetros que definen el campo turbulento y que es de importancia para este trabajo ya que tiene una relación directa con las escalas turbulentas calculadas, es el número de Reynolds turbulento, el cual se calcula utilizando la siguiente relación

$$Re_\lambda = \left( \frac{|u'| \lambda}{\nu} \right),$$

en la que este número depende de la microescala de Taylor que, como se

ha comprobado, está relacionada con la transferencia de energía. Este número se encuentra asociado a la magnitud de las velocidades fluctuantes.

	<i>Liu et al (1999)</i>	<i>Fallon-Rogers (2002)</i>	<i>Hwang-Eaton (2003)</i>	<i>Krawczynski et al. (2006)</i>	<i>Variano-Cowen (2008)</i>	<i>Este trabajo</i>
<b>Medio</b>	Agua	Aire	Aire	Aire	Agua	Agua
$u_{rms}$ (m/s)	0.060	0.03	0.87	2.0	0.0391	0.61
$v_{rms}$ (m/s)	0.051	0.03	0.84	4.0	0.0498	0.67
$u_{rms}/v_{rms}$	1.2	0.94	1.03	-	1.27	0.91
$\bar{U}$	0.043	0.003	0.019	-	0.0026	0.24
$\bar{V}$	0.013	0.02	-0.088	-	0.0010	0.38
$\varepsilon$ (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	0.0023	0.0082	11	-	0.00052	90
$Re_\lambda$	290	50	220	60	314	123
$L_k$ (mm)	0.14	0.80	0.13	0.024	0.21	0.010

Tabla 4.3. Parámetros estadísticos de experimentos previos de turbulencia isotrópica y homogénea con flujos medios pequeños, se debe notar que dichas mediciones corresponden a diferentes fluidos y distintos medios de generación de turbulencia.

Es de esta manera que este término nos define la cantidad de turbulencia generada, los valores mínimos y máximos que se obtuvieron del Reynolds turbulento fueron de 86 y 135.

En el estudio de la producción de la turbulencia, el valor de  $Re_\lambda$  es de importancia ya que la mayoría de los estudios desarrollados anteriormente con arreglos de este tipo en los que se pretende producir una turbulencia homogénea e isotrópica se busca alcanzar valores altos de este parámetro. En la Tabla 4.3 se muestra un comparativo de los trabajos más importantes en este campo con los resultados de esta tesis.

Los resultados presentados en esta tabla solo incluyen los experimentos para los cuales se pudo comprobar la isotropía (boquillas de diámetro de 9.53, 12.70, 19.05 mm). Como puede observarse existe una gran variedad de resultados obtenidos, ya que todos los sistemas dependen del arreglo geométrico con el cual se generó la turbulencia, dependiendo así de las condiciones iniciales y del medio en el cual se produjo. Al analizar el arreglo presentado por Krawczynski et al. [19], la geometría es similar ya que utilizaron un reactor agitado por chorros de aire dispuestos de manera simétrica en dos de las caras de la cámara, con una velocidad de inyección de 12 m/s, nosotros no alcanzamos a desarrollar tales velocidades en el experimento, por lo que aun a pesar de las similitudes y por la falta de datos reportados por ellos, no se puede hacer un comparativo de estos valores por lo cual la comparación solo se hace de manera ilustrativa.

### CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

Un arreglo experimental fue diseñado para estudiar los efectos de la turbulencia sobre un filamento de alta viscosidad para producir una emulsión. Este arreglo nos permite generar una turbulencia isotrópica y homogénea con un flujo medio pequeño, modificando metódicamente la energía cinética de entrada al sistema, variando sistemáticamente la velocidad de inyección de los chorros de agua. Podemos concluir hasta este punto que se logró la ruptura de burbujas de aire y de filamentos como los que serán utilizados en exámenes subsecuentes, determinando con ellos cuáles serían las velocidades de inyección con las cuales el proceso de formación de la emulsión comenzaría, por lo que una caracterización del campo de flujo generado fue necesaria.

Cabe mencionar que todos los casos presentados son capaces de generar una turbulencia con suficiente intensidad como para provocar la ruptura de filamentos de silicón altamente viscoso. Con este objetivo fue necesario conocer la estructura del flujo generado con una cámara de turbulencia controlada. Se realizó una campaña de mediciones empleando la técnica PIV, para lo cual fueron inyectados 6 chorros confocales situados en las caras laterales del dispositivo que inyectan agua al centro de una cámara, en lugar de ventiladores o bocinas como en estudios previos [4, 12]. En este estudio podemos controlar la velocidad de inyección de agua, así como también el diámetro de las boquillas de las mangueras que suministraran el fluido, la variación en la respuesta de cada bomba no es significativa, dándonos de esta manera una velocidad constante y semejante en cada una de las bombas, por lo que se tiene la misma velocidad de inyección en cada una de ellas.

En la caracterización global del flujo las cantidades fueron integradas en espacio-tiempo sobre el conjunto total de las imágenes y en toda la zona de medición. Se verificaron la homogeneidad e isotropía global en el arreglo experimental, mientras que inhomogeneidad local persiste en los niveles de las fluctuaciones escalares. Dada la alta naturaleza mecánica del arreglo experimental fueron observados flujos secundarios, debido en parte a irregularidades en el impulso de los motores de las bombas y a la dificultad de lograr una alineación adecuada de los ejes de chorro en el centro de la cámara. Para comprobar la homogeneidad e isotropía en las direcciones horizontal y vertical fueron cuantificadas las velocidades del campo de flujo generado. Estas mediciones muestran que la configuración geométrica de la cámara turbulenta es capaz de producir velocidades medias cercanas a cero dentro de un área de 30 x 30 mm su centro. Fuera de esta región los valores de velocidad media llegan a ser gradualmente importantes comparados con sus velocidades fluctuantes. Con velocidades *rms* casi idénticas en el orden de 0.64 m/s y con  $Re_\lambda$  de 123, las velocidades medias fueron menores al 40% de las velocidades *rms*. En este arreglo los chorros proveen niveles de turbulencia mayores a los producidos por medio de otros mecanismos (como son ventiladores) Liu et al (1999) y que proporcionan velocidades *rms* de 0.060 y  $Re_\lambda$  de 290. En ese estudio las velocidades medias relativas fueron también mucho más grandes, casi del 72% de las velocidades *rms*, por lo que no se podría considerar una ausencia del flujo medio. Dentro de la región de interés puede asegurarse que el flujo producido posee un promedio espacial de 0.91 de la razón isotrópica.

## CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

---

Los resultados de la turbulencia muestran que las funciones de distribución de probabilidad de las velocidades fluctuantes fueron aproximadamente gaussianos para los casos en los que la isotropía se comprueba. La distribución de las velocidades (PDFs) en algunos casos fueron bimodales. Esto sugiere la existencia de un campo de flujo oscilatorio (flujo en direcciones opuestas, velocidades positivas y negativas en uno y otro lado de los puntos estacionarios). Para las boquillas de mayor tamaño y por lo tanto una menor velocidad de inyección de agua, los chorros no logran desarrollarse. La distribución bimodal disminuye al aumentar la velocidad de inyección o disminuir aun más el diámetro de las boquillas para lograr de esta manera proveer al flujo central de una mayor cantidad de energía.

La tasa de disipación fue estimada por el método adimensional, la cual fue utilizada para calcular las escalas de tiempo y longitud turbulentas en todos los rangos. Un amplio rango de escalas espaciales fue obtenido. El flujo resultante es turbulento, con Reynolds  $\lambda$  promedio de 123. La escala de longitud integral turbulenta fue encontrada dependiente de las velocidades fluctuantes, diferentes valores de esta escala y por lo tanto de su número de Reynolds pueden obtenerse cambiando las dimensiones de las boquillas y las velocidades de inyección. La cámara turbulenta desarrollada es capaz de generar una turbulencia espacialmente homogénea e isotrópica con una velocidad media muy cercana a cero dentro de una región central de la cámara. Dadas las pequeñas dimensiones del arreglo experimental, la escala característica (integral) del flujo es comparable a las escalas de inyección. Esta es obviamente una consecuencia de la dependencia de las condiciones iniciales. Uno de los objetivos de este trabajo fue obtener una estimación de la tasa de disipación media de las fluctuaciones en la zona homogénea que se encuentra en el centro de la cámara.

Este estudio se continuará en diferentes direcciones. Primeramente se deberá analizar la influencia de las escalas turbulentas, monitoreando la estructura de la turbulencia, por lo que los diámetros de boquillas y de las velocidades de inyección varíaran independientemente.

Se cree necesario hacer las siguientes consideraciones en busca de un mejor control en las condiciones del flujo generado. Una de las alternativas que se pudiesen implementar en la búsqueda de la isotropía, sería la modificación del arreglo, rotando una de las caras de la caja en las cuales se inyectan los chorros, dejando finalmente dos triángulos invertidos frente a frente en busca de una doble simetría del sistema. Se deberá poner una atención especial a la forma mediante la cual los chorros son alineados. En el presente estudio se diseñó un dispositivo para tales efectos, pero el cual deberá ser montado sobre una base fija que evite su movimiento. El control de las velocidades fue hecho por medio de *dimmers* comerciales, los cuales nos permitieron tener una velocidad uniforme de inyección en todas las bombas. Lo ideal sería que estas fuesen operadas por medio de algún dispositivo electrónico, el cual nos permitirá tener un control más preciso de las velocidades de inyección así como también un rango más amplio de estas. Con base en el análisis llevado a cabo aquí, se pudo definir una región de interés la cual deberá ser tomada en cuenta en los análisis posteriores. También se debe tener un cuidado adecuado en la longitud de las mangueras de inyección evitando así una diferencia entre los

## CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

---

chorros. También se sugiere que se realice un barrido en los planos de evaluación y realizar mediciones de planos paralelos al ya antes considerado, pudiendo con esto describir el campo de flujo de manera completa. Estas opiniones pueden contribuir a mejorar futuros diseños e interpretación de las mediciones realizadas sobre un campo de flujo generado de esta manera.

**REFERENCIAS**

- [1] Adrian R. J., Christensen K. T., Liu Z. C., Analysis and Interpretation of Instantaneous Turbulent Velocity Fields, *Experiments in Fluids*, 275-290, 29, 2000.
- [2] Betchov R., On the Fine Structure of Turbulent Flows, *Journal of Fluid Mechanics*, 205-216, 3, 1957.
- [3] Birouk M., Chauveau C., Sarh B., Quigards A., Gökalp I., Turbulence Effects on the Vaporization of Monocomponen Single Droplets, *Combustion Science of Technology* , 413-428, 113-114, 1996.
- [4] Birouk M., Sarh B., Gökalp I., An Attempt to Realize Experimental Isotropic Turbulence at Low Reynolds Number, *Flow, Turbulence and Combustion*, 325-348, 70, 2003.
- [5] Burattini P., Lavoie P., Antonia R. A., Velocity Derivative Skewness in Isotropic Turbulence and its Measurements with Hot Wires, *Experiments in Fluids*, 523-535, 45, 2008.
- [6] Comte-Bellot G, Corrsin S., The Use of a Contraction to Improve the Isotropy of Grid-generated Turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, 657-682, 25, 1966.
- [7] Dantec Measurement Technology, FlowMap Particle Image Velocimetry Instrumentation. Installation User's Guide, Denmark, 1999.
- [8] Davies J. T., Rideal E. K., *Interfacial Phenomena*, Academic Press, New York, 1961.
- [9] De Silva P. D., Fernando H. J. S., Oscillating Grids as a Source of Nearly Isotropic Turbulence, *Physics of Fluids*, 2455-2464, 6 ,1994.
- [10] De Jong J., Cao L., Woodward S. H., Salazar J. P. L. C., Collins L. R., Meng H., Dissipation Rate Estimation from PIV in Zero-mean Isotropic Turbulence, *Experiments in Fluids*, 499-515, 46, 2009.
- [11] Escudié R., Liné A., Analysis of Turbulence Anisotropy in a Mixing Tank, *Chemical Engineering Science*, 2771-2779, 61, 2006.
- [12] Fernando H. J. S. and De Silva P. D., Note on Secondary Flows in Oscillating-Grid, Mixing-Box Experiments, *Physics of Fluids* 1849-1851, 5, 1993.
- [13] Grosso J. L., Method of Produce Low Viscosity Stable Crude Oil Emulsion, US, Patent US5863301, 1995.

- [14] Hernández Sánchez. J. Federico. Emulsificación de un Líquido Viscoso en Agua., Tesis, Facultad de Ingeniería, UNAM, 2007.
- [15] Hinze J. Turbulence, McGraw-Hill, New York, 1975.
- [16] Hwang W, Eaton J. K., Creating Homogeneous and Isotropic Turbulence without Mean Flow, Experiments in Fluids, 444-454, 36, 2004.
- [17] Jaafar W., Fischer S., Bekkour K., Velocity and Turbulence Measurements by Ultrasound Pulse Doppler Velocimetry, Measurement, 175-182, 42, 2009.
- [18] Knight B., Sirovich L., Kolmogorov Inertial Range for Inhomogeneous Turbulent Flows, Physical Review Letters, 1356-1359, 65, 1990.
- [19] Krawczynski J. F., Renou B., Danaila L., Small-scale Measurements in a Partially Stirred Reactor, Experiments in Fluids 40, 667-682, 2006.
- [20] Marmottant P., Villermaux E., Fragmentation of Stretched Liquid Ligaments, Physics of Fluids, 2732-2741, 16, 2004.
- [21] Maxey M. R., The Velocity Skewness Measured in Grid Turbulence, Physics of Fluids, 935-938, 30, 1987.
- [22] Monin A., Yaglom A., Statistical Fluid Mechanics, MIT Press, Cambridge Mass., Vol. II, 1975.
- [23] Mydlarski L, Warhaft Z., On the Onset of High Reynolds Number Grid Generated Wind Tunnel Turbulence, Journal of Fluid Mechanics, 331-368, 320, 1996.
- [24] Rouse H., Dodu J., Turbulent Diffusion Across a Density Discontinuity, Houille Blanche, 522-532, 10, 1955.
- [25] Saarenrinne P., Piirto M., Turbulent Kinetic Energy Dissipation Rate Estimation from PIV Velocity Vector Fields, Experiments in Fluids, Supplement 1, 300-307, 29, 2000.
- [26] Sheng J., Meng H., Fox RO., A Large Eddy PIV Method for Turbulence Dissipation Rate Estimation, Chemical Engineering Science, 4423-4434, 55, 2000.
- [27] Tennekes H. y Lumley L.J., A First Course in Turbulence. MIT Press, Cambridge, MA, 1972.
- [28] Townsend A., Structure of Turbulent Shear Flow. University Press, Cambridge, 1976.
- [29] Variano E. A., Bodenschatz E., Cowen E. A., A Random Synthetic Jet Array Driven Turbulence Tank, Experiments in Fluids, 613-615, 37, 2004.

- [30] Variano E. A., Cowen E. A., A Random-jet-stirred Turbulence Tank, *Journal of Fluid Mechanics*, 1-32, 604, 2008.
- [31] Versteeg H. K. and Malalasekera, *An Introduction to Computational Fluid Dynamics, The Finite Volume Method*. Longman Group Ltd., Essex, England, 1995.
- [32] Villiermaux E., Hopfinger E., Periodically Arranged Co-Flowing Jets, *Journal of Fluid Mechanics*, 63-92, 263, 1994.
- [33] Wang H., George W. K., The Integral Scale in Homogeneous Isotropic Turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, 429-443, 459, 2002.
- [34] Wang S. J., Mujumdar A. S., Flow and Mixing Characteristics of Multiple and Multi-set Opposing Jets, *Chemical Engineering and Processing*, 703-712, 46, 2007.
- [35] Weifeng L., Zhingang S., Haifeng L., Funchen W. Zunhong Y., Experimental and Numerical Study on Stagnation Point Offset of Turbulent Opposed Jets, *Chemical Engineering Journal*. 283-294, 138, 2008.
- [36] White F. M., *Viscous Fluid Flow*. Mc Graw-Hill, New York, 1991.