



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
MECÁNICA –TERMOFLUIDOS

**IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA VELOCIMETRÍA POR SOMBRAS DE
PARTÍCULAS (PSV) PARA EL ESTUDIO DE LAS INTERFACES DE UN
FLUJO SUPERSÓNICO**

MODALIDAD DE GRADUACIÓN: TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:
FIS. CARLOS ECHEVERRÍA ARJONILLA

TUTOR
DRA CATALINA ELIZABETH STERN FORGACH, FACULTAD DE CIENCIAS UNAM.

MÉXICO, D. F. Septiembre 2013



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.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. Méndez Lavielle Federico

Secretario: Dr. Ascanio Gasca Gabriel

Vocal: Dra. Stern Forgach Catalina E.

1 er. Suplente: Dr. Guzmán Vázquez José Enrique

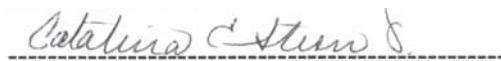
2 do. Suplente: Dr. Pérez Alcázar Pablo Roberto

Lugar o lugares donde se realizó la tesis:

Ciudad de México en el Taller de Hidrodinámica y Turbulencia de la Facultad de Ciencias U.N.A.M.

TUTOR DE TESIS:

DRA CATALINA ELIZABETH STERN FORGACH

A handwritten signature in cursive script, reading "Catalina Stern Forgach", is written over a horizontal dashed line.

FIRMA

Para mis padres con cariño.

Agradecimientos

Antes que nada les agradezco a mis padres Yolanda, Carlos y a mi hermano Leonardo por su gran apoyo para poder continuar mis estudios, por darme fuerza para seguir adelante y por su cariño incondicional.

Gracias a David Porta, mi compañero de equipo y amigo, por continuar con el proyecto de investigación y soportar las largas horas de trabajo en el laboratorio, en particular por el desarrollo de la parte electrónica de este trabajo, por sus ideas, por sus aportes a nuestro trabajo y por sus ganas por saber más y por siempre decir “¿qué, no puedes?”.

A mi asesora Caty por darme la oportunidad de continuar trabajando bajo su tutela y seguir creciendo el proyecto, por creer en mí, por su paciencia, por su apoyo para hacer crecer nuevos proyectos y por impulsarme a seguir aprendiendo.

Un muy especial agradecimiento a mi profesor y amigo Andrés Porta, por sus aportes a este trabajo en el desarrollo electrónico, por sus comentarios y críticas siempre constructivas a mi trabajo, por las asesorías y por las buenas conversas.

A mis sinodales quienes invirtieron tiempo en leer este trabajo, por sus comentarios y correcciones.

Al Dr. Mathieu Hautefeuille y al Dr. Víctor Velázquez por sus observaciones y comentarios al proyecto. Así como su apoyo con material para realizar pruebas críticas del desarrollo electrónico.

Al Dr. Gabriel Ascanio y al Ing. Eduardo Bernal por su apoyo en la construcción de la cámara de partículas.

Al Dr. Gabriel Ascanio por su interés en el desarrollo de nuevos proyectos que conecten los esfuerzos de investigación con el mundo industrial.

Agradezco al Dr. Enrique Guzmán por dedicar parte de su tiempo en revisar mi trabajo, por sus observaciones y por las buenas conversaciones a cerca de los temas relacionados a mi trabajo.

A mis compañeros de laboratorio y a todos aquellos que participaron directa o indirectamente en la elaboración de esta tesis.

Gracias a DGAPA-U.N.A.M. a través del proyectos PAPIIT IN117712.

Agradezco al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología, CONACyT, por la beca que me otorgó para poder realizar los estudios de maestría.

“An experiment is a question which science poses to Nature, and a measurement is the recording of Nature's answer.”

Max Planck

“What most experimenters take for granted before they begin their experiments is infinitely more interesting than any results to which their experiments lead.”

Norbert Wiener

“If your result needs a statistician then you should design a better experiment.”

Ernest Rutherford

“It doesn't matter how beautiful your theory is, it doesn't matter how smart you are. If it doesn't agree with experiment, it's wrong.”

Richard P. Feynman

Índice

Nomenclatura.....	1
1 Introducción.....	4
1.1 Antecedentes.....	4
1.2 Consideraciones de este trabajo.....	5
1.3 Objetivos.....	5
1.4 Velocimetría por Imágenes de Partículas PIV (Particle Image Velocimetry).....	6
1.4.1 Correlación cruzada y precisión sub-píxel	8
1.4.2 Fuentes de error	11
1.5 Velocimetría por Sombras de Partículas PSV (Particle Shadow Velocimetry)	12
2 Técnica de Sembrado.....	14
2.1 Tiempo de Relajación.....	15
2.2 Cámara de partículas	17
3 Generación de Pulsos	23
3.1 Circuito generador de pulsos	24
3.2 Pulsos de luz y caracterización.....	26
4 Arreglo Experimental	28
5 Resultados.....	29
6 Análisis de Resultados.....	30
7 Discusión	40
8 Conclusiones.....	42
9 Trabajo a Futuro	44
Apéndice A.....	45
A-1 Profundidad de Campo.....	45
A-2 Profundidad de correlación	46
Apéndice B	50
Referencias	51

Nomenclatura

A	Área representativa de la partícula.
$C(m,n)$	Correlación cruzada discreta.
$C_{fg}(\Delta x)$	Correlación cruzada de dos funciones continuas f y g .
C_D	Coefficiente de arrastre.
D	Desplazamiento máximo de la partícula.
D	Diámetro de diafragma.
d	Distancia enfocada.
d_a	Desplazamiento de una partícula.
d_b	Error <i>bias</i> promedio.
d_i	Desplazamiento i -ésimo.
d_m	Desplazamiento promedio de una partícula.
d_p	Diámetro de la partícula.
E	Valor esperado.
F	Distancia focal.
$f^\#$	Número adimensional f .
g	Aceleración de gravedad.
M	Número de Mach.
m	Masa de la partícula.
m	Magnificación.
N	Número de desplazamientos.
NA	Apertura numérica.
n	Índice de refracción.
P	Profundidad de campo.
PIP_1 y PIP_2	Patrón de imagen de partículas de la imagen 1 y 2 respectivamente.

$\overline{PIP_1}$ y $\overline{PIP_2}$	Promedio de intensidad del patrón de imagen de partículas de la imagen 1 y 2 respectivamente.
p	Presión.
$R(m, n)$	Correlación cruzada discreta normalizada.
Re_r	Número de Reynolds utilizando distancia característica como el diámetro de la partícula.
t	Tiempo.
U	Magnitud de la velocidad del fluido.
\bar{u}	Velocidad del fluido.
u_i	Componente i esima de la velocidad del fluido.
\bar{V}	Velocidad relativa entre el fluido y la partícula.
V_d	Volumen de la partícula
\bar{v}	Velocidad instantánea.
\bar{v}	Velocidad de la partícula.
v_i	Componente i esima de la velocidad de la partícula.
x_i	Componente i esima de posición.
(x, y)	Localización del pico de correlación a través de la precisión sub-píxel.
(x_0, y_0)	Localización del pico de la correlación cruzada $R(m, n)$.
$2z$	Profundidad de correlación.

Letras Griegas

α	Ángulo entre la onda de choque y la vertical.
α	Ángulo entre el plano paralelo a la lente y el patrón de rallas para determinar la profundidad de campo.
Δt	Intervalo de tiempo entre imágenes.
$\overline{\Delta x}$	Desplazamiento total.

ε	Parámetro umbral, relación de la intensidad de la partícula en el eje para alguna profundidad de correlación a la intensidad en el foco ($2z = 0$).
λ	Longitud de onda predominante.
μ_c	Viscosidad dinámica del fluido.
ν_c	Viscosidad cinemática del fluido.
ρ_p	Densidad de la partícula.
σ	Error RMS.
σ	Desviación estándar.
τ	Variable muda del término histórico de la ecuación de Basset-Boussinesq-Oseen.
τ_s	Tiempo de relajación de la partícula.
τ_{ij}	Tensor de esfuerzos.

1 Introducción

La emisión acústica producida por flujos rápidos de gas (flujos compresibles) se estudia desde hace muchos años. Una de las conclusiones a las que se ha llegado es que, contrariamente a lo que pasa en flujos subsónicos, la emisión se debe a procesos inherentemente turbulentos, y se ha estudiado con arreglos de micrófonos en campo lejano y haciendo correlaciones entre las señales (Tam 1998), ya que no se pueden poner instrumentos dentro del flujo debido a que estos lo modifican de manera significativa. Un ejemplo de este tipo de estudios se puede ver en el trabajo realizado por Hileman & Samimy (2001) en donde estudian un jet supersónico axisimétrico con un arreglo de micrófonos en campo lejano, y simultáneamente correlacionan los resultados con visualizaciones de doble pulso para determinar las estructuras turbulentas y sus interacciones en las zonas de alta generación de ruido.

Uno de los problemas con este tipo de técnicas es que a partir de la información en campo lejano, es imposible definir unívocamente la fuente de emisión acústica. Es decir, una fuente puntual o una distribución de fuentes pueden producir el mismo campo lejano. Localizar la o las fuentes de emisión permitiría definir el campo cercano y los mecanismos de disipación de energía dentro del chorro. Una aplicación importante es desarrollar técnicas para reducir ruido indeseado en cohetes, turbinas etc. La otra es que, debido a la difracción de las ondas por la capa de mezcla, es difícil localizar con precisión la fuente de sonido. Se ha determinado que la emisión se debe a la interacción de vórtices, apareamiento y desintegración, la cual ocurre en las escalas grandes de turbulencia (Tam 1998).

La velocidad de un jet se puede medir con técnicas intrusivas como el hilo caliente, o no intrusivas como la velocimetría Láser Doppler o PIV (Particle Image Velocimetry por sus siglas en inglés) con las que se pueden determinar campos de velocidad tanto dentro del área central como en la capa de mezcla. En particular, en los jets supersónicos se ha estudiado la velocidad del flujo cuando pasa a través de las ondas de choque, como en Scarano (2008). También se han estudiado flujos hipersónicos ($M > 5$) como en el trabajo realizado por Anwar (2008) para obtener datos experimentales para poder validar simulaciones de flujos turbulentos.

1.1 Antecedentes

En el Laboratorio de Acústica en conjunto con el Taller de Hidrodinámica y Turbulencia de la Facultad de Ciencias, se ha desarrollado una técnica no intrusiva para medir fluctuaciones de densidad dentro del flujo, basada en el esparcimiento de la luz por las moléculas del gas estudiado a través de la difusión Rayleigh (Aguilar 2003), la cual sirve, también, para determinar la velocidad del flujo. Esta técnica permite detectar ondas acústicas dentro y fuera del flujo. También, en trabajos anteriores se ha estudiado el flujo supersónico de aire que es descargado en aire a presión atmosférica con distintas técnicas ópticas, tanto cualitativas

como cuantitativas, entre ellas, shadowgraph Porta (2013), Schlieren Porta (2013) y PIV Echeverría (2013). Estos estudios se realizaron con una tobera recta de 4mm y una presión de entrada máxima de 5.75 atm.

Para validar los resultados de la técnica de difusión Rayleigh se propone comparar con datos de velocidad y densidad obtenidas con otras técnicas como Schlieren con un Fondo como Referencia (BOS), Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV) y Velocimetría por Sombras de Partículas (PSV), lo que permitirá en principio hacer un análisis detallado de todos los resultados obtenidos y así tener un estudio completo del jet supersónico. Este trabajo se basa en el desarrollo de la técnica PSV y en los primeros intentos de aplicación al flujo supersónico antes mencionado.

1.2 Consideraciones de este trabajo

Uno de los objetivos de este trabajo es el desarrollo de una técnica no intrusiva para estudiar las interfaces de un jet supersónico, el término interface en este trabajo se utiliza para referirse a las zonas en las cuales ocurren cambios de densidad grandes en distancias pequeñas, como lo son las ondas de choque presentes en el objeto de estudio. El trabajo en un principio estaba enfocado en implementar la técnica PIV, pero a lo largo del desarrollo se encontró que el tiempo de captura entre pares de imágenes era insuficiente para poder retratar las variaciones temporales del chorro. También se encontró que la cantidad de luz del láser con el que se cuenta en el laboratorio es insuficiente para poder observar las partículas sembradas y, por lo tanto, poder utilizar la técnica de PIV con los parámetros temporales necesarios (~400ns). Dados los requerimientos espaciales y temporales necesarios para medir el campo de velocidad en el jet supersónico que se puede generar en el Taller de Hidrodinámica y Turbulencia, se cambió de técnica resultando en la implementación de PSV (por sus siglas en inglés, Particle Shadow Velocimetry, o Velocimetría por Sombras de Partículas) que a diferencia del PIV no depende de la dispersión Mie de las partículas trazadoras. Durante el desarrollo de este trabajo se obtuvieron distintos productos, que ahora forman parte de la infraestructura de los laboratorios de Acústica y del Taller de Hidrodinámica y Turbulencia de la Facultad de Ciencias. Los detalles técnicos de estos productos no son incluidos de manera detallada en este trabajo.

Paralelo a este trabajo se está aplicando al mismo flujo de estudio la técnica Schlieren con un Patrón de Fondo como Referencia realizado por Porta (2015).

1.3 Objetivos

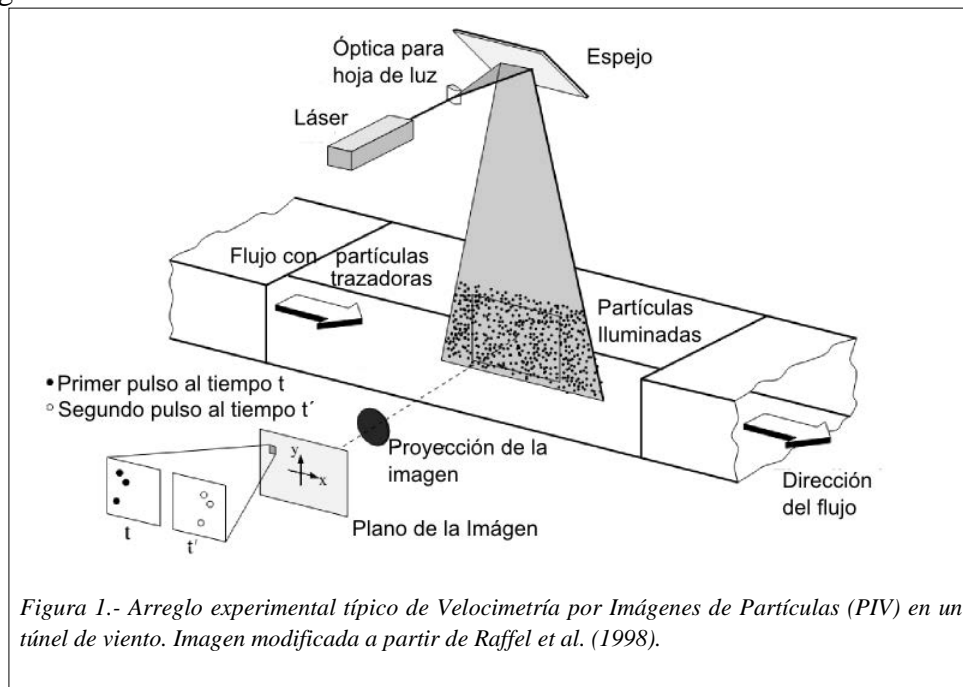
El objetivo principal de este trabajo es entonces estudiar, con la técnica no intrusiva llamada de PSV, las interfaces de un flujo supersónico de aire descargado en aire a presión atmosférica (ondas de choque y capa de mezcla).

Para poder cubrir el objetivo principal se plantearon los siguientes puntos a resolver

- Elegir el tipo de trazador a utilizar.
- Desarrollar una técnica de sembrado, dados los antecedentes (Echeverría, 2013).
- Sembrar el flujo supersónico con trazadores, que tiene un número de Mach cercano a la unidad ($M \approx 1.2$), distribuidos uniformemente.
- Contener las partículas trazadoras liberadas en el ambiente.
- Estudio de la técnica PSV.
- Elaborar un programa de PSV adecuado para este estudio.
- Caracterizar la profundidad de campo que se puede lograr con la óptica disponible.
- Crear un pulso eléctrico para pulsar un LED de 100 Watts y sincronizarlo con la cámara de video de alta velocidad.
- Caracterizar el ancho del pulso de luz del LED.
- Probar el sistema completo y realizar mediciones con trazadores de talco y TiO_2

1.4 Velocimetría por Imágenes de Partículas PIV (Particle Image Velocimetry)

La Velocimetría por Imágenes de Partículas permite determinar simultáneamente la velocidad del flujo en varias posiciones en un plano. El flujo se siembra con partículas que dispersan luz. Una hoja de luz (típicamente creada a partir de un láser Nd:YAG pulsado y de una lente cilíndrica) ilumina las partículas en el plano de medición y con una cámara se obtienen dos exposiciones, con una distancia temporal conocida, del plano como se ilustra en la Figura 1.



Las dos exposiciones deben tomarse en un intervalo de tiempo corto Δt , de manera que se registren las mismas partículas en las dos exposiciones. Las exposiciones pueden tomarse en la misma imagen, en dos imágenes o en más imágenes. La técnica de dos exposiciones en la misma imagen se basa en una autocorrelación y el resultado es una velocidad de la partícula con dirección ambigua, ya que en la información contenida en la imagen no hay forma de saber cuál es la posición inicial. Esta técnica se usa para movimientos en una sola dirección o movimientos conocidos. La técnica que utiliza dos imágenes es la más usada (Figura 2) ya que se puede aplicar cuando las partículas se mueven en más de una dirección sobre el plano; esta técnica emplea una correlación cruzada.

Ambas técnicas en esencia se basan en obtener directamente el desplazamiento de las partículas en un tiempo dado. El intervalo temporal está determinado por el tiempo entre las exposiciones. Al conocer desplazamiento y tiempo, se puede determinar la velocidad media de las partículas. Puesto que el intervalo de tiempo es muy pequeño, se puede considerar que se mide la velocidad instantánea.

$$\bar{v} \approx \frac{\overline{\Delta x}}{\Delta t}$$

La técnica PIV se puede dividir en dos partes, que consisten en:

1. El experimento.
 - a. Sembrado de Partículas.
 - b. Iluminación.
 - c. Grabación.
2. Análisis de los pares de imágenes (Correlación Cruzada).
 - a. Determinar área de estudio y áreas de interrogación.
 - b. Método de correlación cruzada a utilizar.
 - c. Filtrado de vectores atípicos.
 - d. Análisis de los resultados

Es importante hacer esta distinción debido a que la forma de obtener imágenes del flujo sembrado, esto es, imágenes del movimiento de los trazadores, no cambia de manera drástica los principios base del análisis, pero si la manera de llevar a cabo el experimento, como se puede observar en técnicas como micro-PIV, PSV, etc.

El nombre de la técnica que empleado indica el tipo de iluminación que se está empleando: PIV utiliza la luz reflejada por las partículas por dispersión Mie, Micro-PIV utiliza muchas veces propiedades fluorescentes de las partículas sembradas y PSV depende de la proyección de sombras de las partículas. Estas diferencias cambian por completo la manera de montar un experimento y el tipo de iluminación que se debe utilizar; sin temor a equivocarse se puede decirse que todas son PIV, ya que el objetivo de la técnica es medir campos de desplazamientos o campos de velocidades a partir de imágenes.

Es importante mencionar que para estos tres ejemplos, las partículas deben de seguir fielmente al flujo, cambiando únicamente sus propiedades con respecto al tipo de iluminación utilizada.

A continuación se hace una breve introducción al análisis de pares de imágenes utilizando la Correlación Cruzada. En principio estas tres técnicas se basan en el mismo análisis y mismas características. Más adelante se explicará el tipo de técnica que se utiliza en el presente trabajo, cubriendo los 3 puntos planteados en la primera parte antes mencionada.

1.4.1 Correlación cruzada y precisión sub-pixel

El desplazamiento de las partículas se determina realizando una correlación cruzada de áreas de interrogación o máscaras pertenecientes a cada imagen, el área de interrogación es una sección de la imagen original, la cual se busca correlacionar con una sección de la segunda imagen del mismo tamaño, la cual no se encuentra en la misma ubicación que la primera, permitiendo determinar un desplazamiento. La función de correlación cruzada entre dos funciones continuas f y g se define como:

$$f * g = C_{fg(\Delta x)} = \int_{-\infty}^{\infty} f^*(x)g(x + \Delta x)dx \quad (1)$$

Que no es más que el valor esperado $E\{f(x)g(x)\}$.

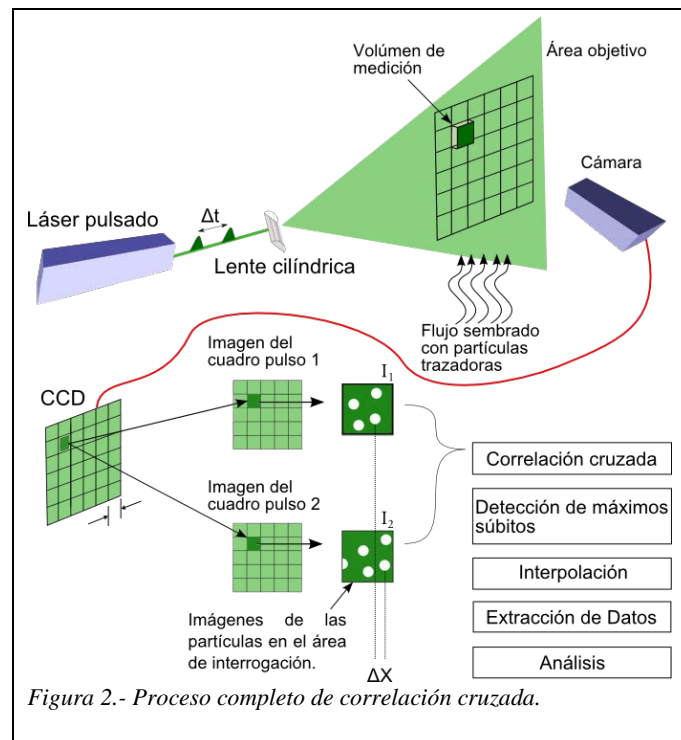


Figura 2.- Proceso completo de correlación cruzada.

Como la técnica PIV trata con imágenes, los valores de f y g son reales, por lo que se puede cambiar $f^*(x)$ por $f(x)$ y como las imágenes son discretas se puede mostrar (Huang et al. 1997) que la función de correlación cruzada se transforma para el caso real y discreto en:

$$C(m, n) = \sum_i \sum_j PIP_1(i, j) PIP_2(i - m, j - n) \quad (2)$$

donde PIP_1 y PIP_2 (Patrón de Imagen de Partículas) son las máscaras o áreas de interrogación de la primera y segunda imagen respectivamente.

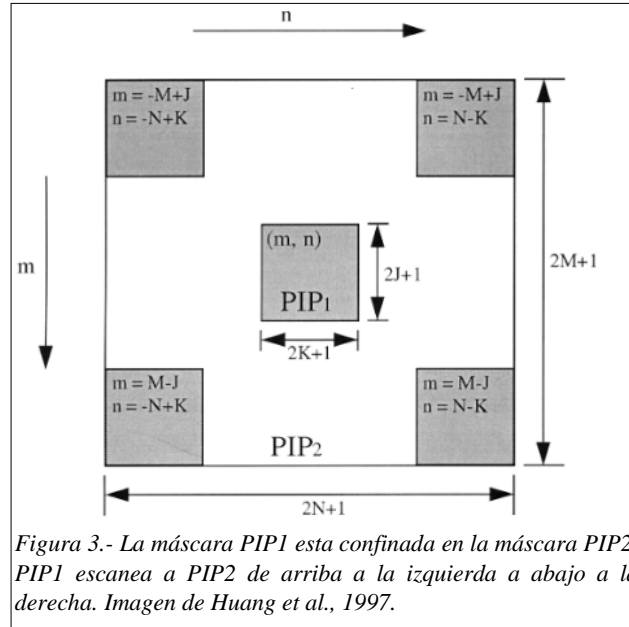
La Ec (2) se puede calcular directamente en el dominio espacial o en el espacio de frecuencias vía la transformada rápida de Fourier (FFT). La FFT funciona particularmente bien cuando las máscaras PIP son del mismo tamaño, con lo que se logra un cálculo mucho más rápido. Sin embargo, si el desplazamiento de las partículas aumenta tal que no todas las partículas sean retratadas en ambas imágenes, el error en la localización del pico de la correlación cruzada aumenta debido a que las partículas correlacionadas en PIP_2 disminuye. Este error se puede disminuir considerablemente si se eligen correctamente las áreas de interrogación, considerando a PIP_1 con un tamaño de $(2j+1) \times (2k+1)$, el desplazamiento máximo de la partícula D , tomando PIP_2 con un tamaño $(2M+1) \times (2N+1)$, lo cual se ilustra en la Figura 3, de tal forma que satisfagan la siguiente relación:

$$\min\{(M - j), (N - k)\} > D$$

Debido a la diferencia de tamaños, la transformada rápida de Fourier es menos eficiente, por lo que se calcula la correlación cruzada en el dominio espacial. Un detalle importante es que la función de correlación cruzada (C) es sensible a variaciones de intensidad en las máscaras, por lo que es recomendable normalizar la Ec (1), que se transforma en:

$$R(m, n) = \frac{\sum_i \sum_j [PIP_1(i, j) - \overline{PIP_1}] [PIP_2(i - m, j - n) - \overline{PIP_2}]}{\sqrt{[\sum_i \sum_j PIP_1(i, j) - \overline{PIP_1}]^2 [\sum_i \sum_j PIP_2(i, j) - \overline{PIP_2}]^2}} \quad (3)$$

Donde $\overline{PIP_1}$ y $\overline{PIP_2}$ son los promedios de intensidad de las máscaras. Esta normalización es propuesta por Huang et al. (1997).



Este método se denomina *PIPM* (patrón de imágenes de partículas coincidentes). La ubicación del pico de correlación se asocia directamente al desplazamiento de las partículas. De las Ec (1) y (3), el pico se puede localizar con un error de ± 0.5 píxeles. El punto máximo de los datos en una correlación cruzada discreta es un pico de valor entero, sin embargo, la correlación cruzada es una medida estadística de mejor coincidencia, por lo que los valores obtenidos también tienen información útil y es gracias a esto que se puede mejorar la precisión utilizando un método de precisión sub-píxel. El método consiste en ajustar los datos de la correlación con una función, siempre y cuando el pico sea estrecho. Comúnmente se utiliza un ajuste Gaussiano debido a que las mismas imágenes de partículas son descritas por las funciones de Airy (Raffel et al. 1998; Adrian & Weserweel 2011) que a su vez se aproximan por la distribución gaussiana.

Bajo la hipótesis de que el pico de la correlación cruzada $R(m,n)$ se encuentra en (x_0, y_0) y que se tiene una distribución gaussiana, la ubicación con precisión sub-píxel se encuentra en:

$$\begin{aligned}
 x &= x_0 + \frac{\log R(x_0-1, y_0) - \log R(x_0+1, y_0)}{2 \log R(x_0-1, y_0) + \log R(x_0+1, y_0) - 2 \log R(x_0, y_0)} \\
 y &= y_0 + \frac{\log R(x_0, y_0-1) - \log R(x_0, y_0+1)}{2 \log R(x_0, y_0-1) + \log R(x_0, y_0+1) - 2 \log R(x_0, y_0)}
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

El reto principal es obtener el error que, en general, depende de las condiciones del experimento y de los algoritmos utilizados para determinar el desplazamiento de los trazadores.

Lo que se ha hecho para resolver este problema es partirlo en pedazos. Se empieza, por validar los vectores de velocidad (aunque realmente se validan los vectores de desplazamiento). Los vectores obtenidos con coeficientes de correlación pobres (pequeños) se consideran inválidos y se conocen como atípicos. Las fuentes que producen estos vectores atípicos pueden ser movimientos tridimensionales de los trazadores que hacen que las partículas salgan del plano de medición; gradientes grandes de velocidad, mal sembrado de partículas, etc. (Raffel et al. 1998; Adrian & Westerweel 2011).

1.4.2 Fuentes de error

Existen tres fuentes principales de error en PIV, los vectores atípicos, el sesgo estadístico (error *bias*) promedio y el error cuadrático medio (error RMS).

Los vectores atípicos, mencionados antes, producen errores en el desplazamiento mayor a un píxel y tienen direcciones aleatorias por lo que son fáciles de detectar. La fuente más común de estos vectores se debe a un bajo número de partículas en la máscara, gradientes grandes de velocidad y movimientos tridimensionales de las partículas. Existen trabajos previos que discuten como reducir y eliminar estos vectores, para mayor detalle ver los trabajos de Raffel et al. (1998), Adrian & Westerweel (2011) y Keane & Adrian (1990).

Los errores también se presentan en los vectores de velocidad obtenidos de correlaciones altas (cercanas a uno). Huang et al. (1997) descompone este error en el error *bias* promedio y el error RMS.

Si se aplica un desplazamiento único a todas las partículas, el desplazamiento obtenido por PIV en distintas áreas de interrogación o máscaras puede ser diferente.

Supongamos que una partícula se desplaza d_a y se evalúan N desplazamientos d_i (con $i = 1, 2, 3, \dots, N$), entonces la diferencia entre el promedio de los desplazamientos y el desplazamiento de la partícula es el error *bias* promedio, esto es:

$$d_b = d_m - d_a \quad (5)$$

donde $d_m = \sum_{i=1}^N \frac{d_i}{N}$ es el promedio de los desplazamientos.

Y se define el error RMS como:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (d_i - d_m)^2}{N}} \quad (6)$$

que es una medida de cuánto se aleja el desplazamiento de las partículas respecto del promedio.

Si d_b es diferente a cero, nos indica que el pico de la correlación no coincide con la curva de ajuste elegida (la distribución gaussiana). Por otro lado, el error RMS puede verse afectado por otros factores, como son: un mal sembrado de las partículas al flujo, gradientes de velocidad grandes y movimientos tridimensionales, ruido introducido por la forma de grabar, iluminación con cambios de intensidad, reflexión no uniforme de las partículas trazadoras en el tiempo, etc.

Si definimos el ruido de la imagen como todas las contribuciones excepto las de la misma imagen, la incertidumbre en el ruido de la imagen está definida por la incertidumbre en los valores de los píxeles.

Dado que las partículas se describen por perfiles de píxeles, la incertidumbre en los valores de los píxeles se traduce en la incertidumbre de la ubicación de las partículas y por lo tanto da lugar a errores de desplazamientos de las partículas.

La definición de la función de correlación cruzada en el dominio discreto y el método utilizado para localizar el pico de correlación de sub-píxeles, también puede contribuir a aumentar ambos errores.

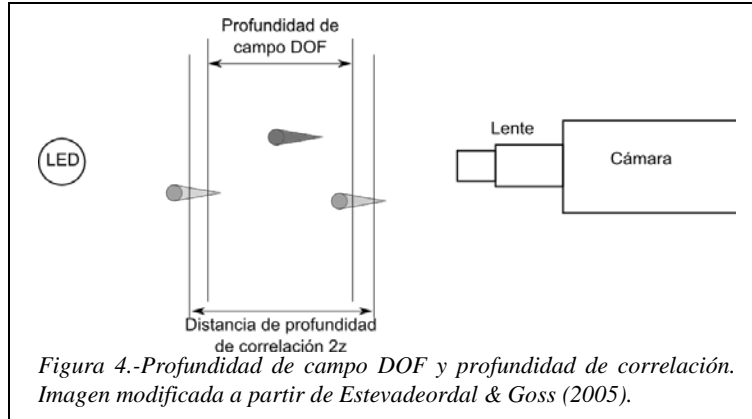
Se recomienda al lector revisar los trabajos de Adrian & Westerweel (2011), Raffel et al. (1998) y Westerweel (1993) si se desea profundizar a cerca de los detalles de la técnica.

De acuerdo a lo presentado en este apartado, se realizó un programa en Matlab que cuantifica los desplazamientos por medio de la correlación cruzada (Ec. (3)) a partir de dos imágenes. Sin embargo, en este trabajo se utilizó PIBLAB 1.4 debido a que este programa implementa la misma idea propuesta por Huang et al. (1997) de manera más eficiente (tiempo de cálculo). Los detalles de este programa se pueden consultar en Thielicke & Stamhuis (2014).

1.5 Velocimetría por Sombras de Partículas PSV (Particle Shadow Velocimetry)

La técnica PSV desarrollada por Estevadeordal & Goss (2005-A y B), se basa en retratar la sombra de partículas en dos imágenes. La sombra se genera a partir de iluminar con un volumen de luz colocado frente a la zona que se desea estudiar (Figura 4), alineado con el eje óptico de la cámara a utilizar.

En esta variación de PIV se utiliza una fuente de luz mucho menos intensa que en el PIV tradicional ya que no depende de la dispersión Mie de las partículas. En este caso se utiliza la luz de un LED. El resultado son imágenes similares a las obtenidas en PIV pero invertidas, es decir, en lugar de tener partículas iluminadas sobre un fondo negro se obtienen partículas oscuras sobre un fondo brillante. La región espacial estudiada depende de que la distancia de profundidad de campo sea pequeña (DOF por sus siglas en ingles), que a su vez depende, en su totalidad, de la óptica utilizada para limitar el espesor del volumen de medición.



Además, es importante considerar los efectos que tienen las partículas fuera de foco en los resultados de la correlación cruzada. Este parámetro, llamado profundidad de correlación, determina la profundidad de medición, es decir, el espesor del volumen real que se está midiendo y considera qué sombras aún contribuyen a cambiar los resultados de la correlación cruzada significativamente. Existen dos relaciones equivalentes para poder determinar esta profundidad, las cuales fueron obtenidas teóricamente por Olsen & Adrian (2000); Meinhart et al. (2000) y validadas mediante simulación numérica y experimentalmente por Bourdon et al. (2003), la profundidad de correlación se calcula con la siguiente expresión:

$$2z = 2 \left[\frac{(1 - \sqrt{\varepsilon})}{\sqrt{\varepsilon}} \left(\frac{f^{\#2} d_p^2 + 5.95(m+1)^2 \lambda^2 f^{\#4}}{m^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

Donde ε es un parámetro de umbral (normalmente 0.1), $f^{\#}$ es el número f de la óptica utilizada, λ es la longitud de onda predominante de la luz utilizada y m es la magnificación. El parámetro de umbral es la relación de la intensidad de partícula en el eje (para alguna z) a la intensidad en el foco (en $z = 0$). Meinhart demostró que cuando esta proporción cae por debajo de 0.01, la intensidad de partículas fuera de foco es suficientemente baja para no influir en la medición de la velocidad de manera significativa.

Para la óptica con la que se cuenta, se obtuvo una profundidad de correlación $2z = 0.387mm$, y se determinó experimentalmente una profundidad de campo de $DOF = 0.35 \pm 0.06mm$. Este resultado indica que la profundidad de campo es, para este caso, un buen estimador del ancho del volumen de medición. Vale la pena recordar que la profundidad de correlación indica hasta qué profundidad la técnica se verá afectada por sombras de partículas que se encuentran desenfocadas. En el *Apéndice A* se muestra cómo se midió la profundidad de campo y los valores utilizados para calcular la profundidad de correlación.

2 Técnica de Sembrado

Las técnicas PIV, Micro PIV y PSV permiten determinar campos de velocidad “instantáneos” de flujos y se consideran como técnicas no intrusivas que utilizan partículas sembradas en un flujo, ya sea líquido o gaseoso. El éxito de estas técnicas depende fuertemente del tipo de partículas que se utilizan y la forma en que se introducen al flujo.

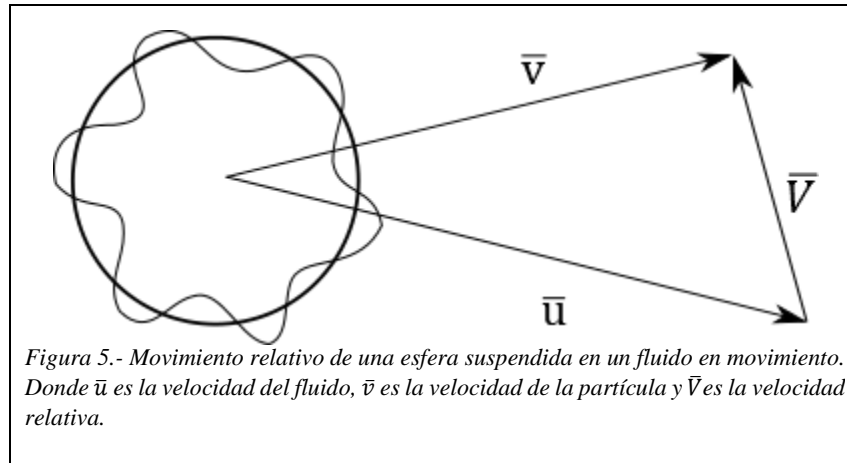
Por lo anterior, otro de los objetivos de este trabajo es sembrar un flujo de aire supersónico ($M \approx 1.2$), con partículas trazadoras que estén distribuidas uniformemente. El flujo supersónico que se desea sembrar sale por un tubo de sección transversal circular de 4 mm de diámetro interior, 6 mm de diámetro exterior, es generado con una compresora industrial y es descargado al ambiente.

Las partículas trazadoras deben de tener ciertas características para poder seguir fielmente al flujo, debido a que es un gas lo que se estudia, no existen partículas que tengan una densidad del mismo orden de magnitud que la densidad del gas o dicho con otras palabras una densidad relativa a la del aire igual a uno. A continuación se muestra la teoría que estudia las fuerzas que actúan sobre una partícula esférica y las consideraciones que se deben hacer para elegir las partículas trazadoras.

Basset 1888, Boussinesq 1895 y Oseen 1927 analizaron el movimiento de una esfera que cae en un fluido en reposo. La ecuación de movimiento para una partícula esférica en un fluido es llamada ecuación Basset-Boussinesq-Oseen (BBO) en su honor. La primera simplificación que se hace es considerar que las partículas que se utilizarán para sembrar el flujo son esferas que no rotan. La ecuación BBO es:

$$m \frac{dv_i}{dt} = \left\{ \begin{array}{l} mg \\ + V_d \left(-\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right) \\ + \frac{1}{2} \rho_c C_D A |u_i - v_i| (u_i - v_i) \\ + \frac{1}{2} \rho_c V_d \frac{d}{dt} \left[(u_i - v_i) + \frac{D^2}{40} \nabla^2 u_i \right] \\ + \frac{3}{2} \pi \mu_c d_p^2 \int_0^t \left[\frac{d/d\tau (u_i - v_i + \frac{d_p^2}{24} \nabla^2 u_i)}{\pi \nu_c (t-\tau)^{1/2}} \right] d\tau \end{array} \right. \quad (8)$$

Donde m es la masa de la partícula ($m = \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p$), V_d es su volumen, d_p es su diámetro, A es el área representativa de la partícula, v_i son las componentes de su velocidad, C_D es el coeficiente de arrastre, u_i son las componentes de la velocidad del fluido, ρ_c es su densidad, μ_c es la viscosidad dinámica del fluido y ν_c es la viscosidad cinemática del fluido.



La ecuación (8) muestra las principales fuerzas que actúan sobre una partícula inmersa en un fluido en movimiento, considerando que la partícula no rota. En esta ecuación el primer término representa la fuerza de gravedad, el segundo término de la derecha representa a los campos de presión y los esfuerzos de corte en el flujo que no se perturban por la presencia de la partícula y que contribuyen a una fuerza que actúa sobre ella. El gradiente de presión local da lugar a una fuerza en esta dirección. El tercer término es la fuerza de arrastre de estado estacionario que actúa sobre la partícula en un campo de velocidad, cuando no hay cambio de la velocidad relativa entre la partícula y el fluido. El cuarto término se debe a que, cuando un cuerpo se acelera a través de un fluido, este realiza un trabajo sobre el fluido circundante. Este trabajo adicional se conoce como efecto de masa virtual y representa una masa añadida al cuerpo en movimiento. El quinto término, conocido como término histórico o de Basset, es la fuerza debida a la masa virtual y representa la forma de arrastre debida a la aceleración. Este término incluye el retraso temporal en el desarrollo de la capa límite, así como los cambios de velocidad relativa de la partícula respecto al fluido en función el tiempo. El desarrollo de cada uno de estos términos es descrito en detalle por Crowe et al. (2011).

2.1 Tiempo de Relajación

Para este caso de estudio la densidad de las partículas es mucho mayor a la densidad del fluido (~ 3000 veces mayor), por lo que el tercer término de la Ec (8), que corresponde a la fuerza de arrastre, de acuerdo a Meyers (1991) y a Melling (1997) es el que aporta mayor cambio en la fuerza resultante sobre la partícula, por lo que la Ec (8) se puede reducir a:

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{dv_i}{dt} = \frac{1}{2} \rho_c C_D A |u_i - v_i| (u_i - v_i) \quad (9)$$

Esta relación es válida siempre y cuando el número de Reynolds R_{e_r} sea pequeño, donde $R_{e_r} = \frac{d_p \rho_c |u_i - v_i|}{\mu_c}$. En este caso se obtiene:

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{3 \mu_c C_D Re_r (u_i - v_i)}{4 \rho_p d_p^2} \quad (10)$$

Ahora bien, Melling (1997) obtiene una relación para la velocidad de la partícula cuando el flujo tiene una velocidad alta, como por ejemplo un flujo transónico o supersónico en un cierto tiempo t $V_p(t) = U[1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}}]$ donde τ_s es el tiempo de relajación de la partícula y se define como:

$$\tau_s = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu_c} \quad (11)$$

Este resultado es ampliamente utilizado en trabajos donde se siembran flujos de alta velocidad con partículas trazadoras (Anwar 2008, Scarano 2008, Hileman & Samimy 2001 y Lang 1999). El parámetro de tiempo de relajación es un buen indicador para determinar qué tan fielmente la partícula sigue el flujo, si el tiempo de relajación de la partícula es pequeño, la velocidad de la partícula será muy similar a la del flujo. En particular, cuando hay aceleraciones tipo escalón (ondas de choque), se obtiene que entre menor sea el diámetro de la partícula más rápido se llegará a un equilibrio entre la partícula y el fluido (Melling 1997; Raffel et al. 1998 y Anwar 2008).

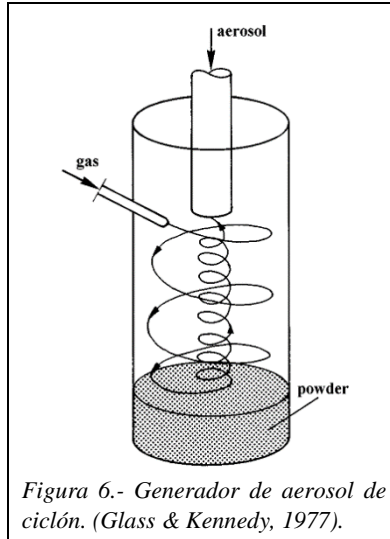
También es recomendable que las partículas no sean tóxicas, ni corrosivas, sino químicamente inertes, fácilmente conseguibles y de bajo costo (Anwar 2008, Raffel, et al. 1998, Melling 1997, Meyers 1991 y Tropea et al. 2007). Esto es muy importante ya que en este trabajo las partículas trazadoras se liberan al ambiente. En particular el trabajo de Anwar (2008) analiza posibles candidatos de partículas trazadoras y, de acuerdo a sus resultados, se eligió utilizar óxido de titanio (TiO_2) y talco para bebé. En la Tabla 1 se muestran las propiedades del talco para bebé y del óxido de titanio, y se estiman los tiempos de relajación para un valor intermedio de los diámetros, utilizando una viscosidad dinámica para el aire de $1.870 \times 10^{-5} \frac{\text{N} \cdot \text{s}}{\text{m}^2}$ a 300 k.

Tabla 1. Propiedades de las partículas trazadoras utilizadas en este trabajo.

Partícula Trazadora	Diámetro [μm]	Densidad [kg/m^3]	τ_s [s]
Talco para bebé ($\text{Mg}_3(\text{OH})_2\text{Si}_4\text{O}_{10}$)	0.1-10 (Gámiz, et al. 2002)	2700 kg/m^3 (Engineering Laboratories 2015)	1.925×10^{-6}
Oxido de titanio (TiO_2)	0.1-5 (Raffel et al. 1998; Anwar 2008)	4230 kg/m^3 (WebElements 2015)	7.238×10^{-6}

El valor para la densidad del talco para bebé es un estimado debido a que el fabricante no facilita este dato.

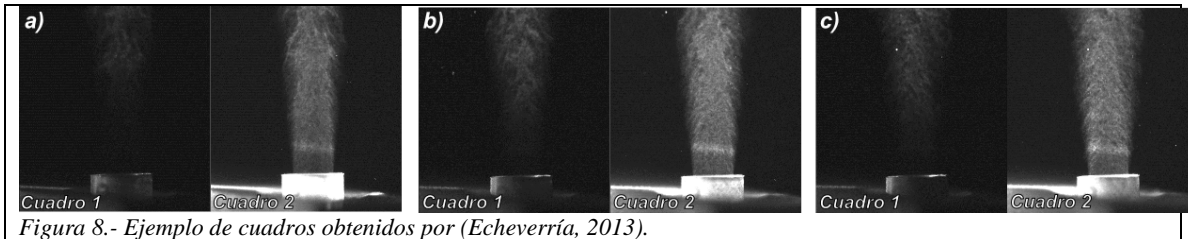
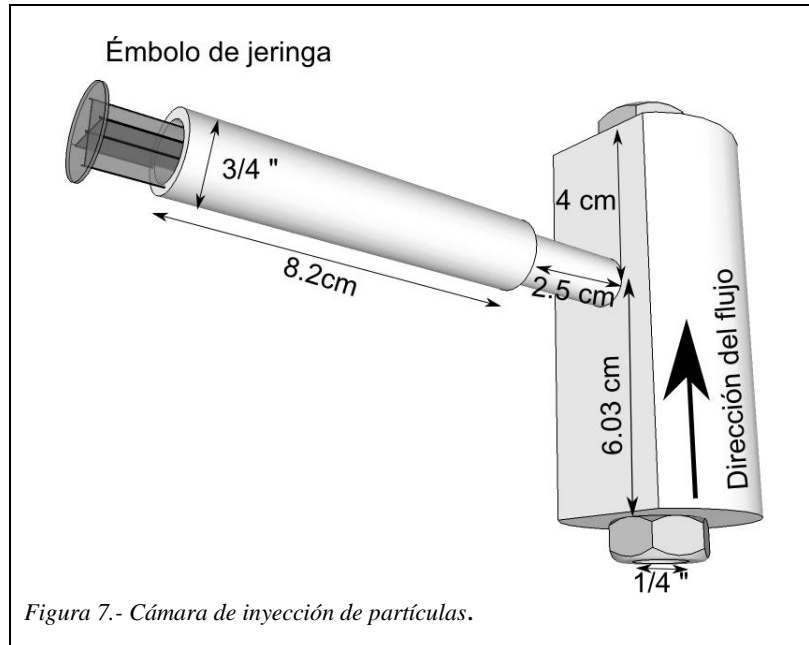
Hay que considerar que el diámetro utilizado en este cálculo se consideró como un promedio, ya que realmente no se cuenta con una estadística que indique que ese es el diámetro que tiene el mayor número de partículas en una cierta muestra.



2.2 Cámara de partículas

Melling (1997) hace una breve descripción de varios dispositivos para sembrar todo tipo de flujos, en particular flujos gaseosos utilizando distintos tipos de trazadores y menciona un dispositivo que sirve para sembrar flujos transónicos, el cual se muestra en la Figura 6. El mismo dispositivo es mencionado por Raffel et al. (1998), Glass & Kennedy (1977), Tropea et al. (2007) y Anwar (2008), para sembrar flujos rápidos de gas. Una suposición acerca del funcionamiento de este dispositivo es que el aire, al entrar tangencialmente, genera un ciclón (como en una centrifugadora) el cual separa a las partículas más grandes y más masivas de las partículas más pequeñas y poco pesadas; estas partículas son las que se desean utilizar como trazadoras de acuerdo a lo discutido en la sección anterior. Aunque el sembrado que describen es para flujos gaseosos en túneles de viento desde velocidades bajas hasta flujos transónicos, la principal diferencia es la escala de los flujos que estudian y el hecho de que no se descarga al ambiente. Es importante mencionar que en la literatura no se encuentran los detalles de operación de este dispositivo, ni los detalles de diseño, ni la forma de acoplarlo al flujo de gas.

En el trabajo de Echeverría (2013) se desarrolló una técnica para el sembrado de partículas trazadoras basado en la inyección de TiO_2 directamente en el flujo, como se muestra en la Figura 7. Este dispositivo fue insuficiente para lograr un sembrado uniforme por periodos de tiempo mayores a 2 segundos, hace que los cuadros obtenidos no tengan una intensidad luminosa uniforme, lo que introduce errores en el cómputo de la correlación cruzada como se explica en apartado 1.5 del presente trabajo, como se muestra en la Figura 8.



Para construir una cámara de partículas trazadoras, a partir del bosquejo que se muestra en la Figura 6, se adaptó una “olla” para calentar aceite, a la que se le hicieron tres orificios en la tapa. El más cercano al diámetro exterior (entrada) se utiliza para introducir aire directamente del compresor, el siguiente orificio se utilizó para colocar un manómetro para monitorear, por seguridad, la presión dentro del recipiente y el orificio central (salida) para sacar las partículas e introducirlas al flujo principal de aire. En la Figura 9 se muestra el diseño y en la Figura 10 el resultado final.

Para poder generar un flujo en forma de ciclón, se colocó una manguera de 6 mm de diámetro exterior en la entrada y se colocó hasta el fondo del recipiente a 25 mm del fondo tal que la salida de la manguera formara un ángulo agudo (60°) con la pared del tanque. En la Figura 11 a) se muestra un diagrama de la configuración final de conexión tanto al compresor como a la tobera. Se realizaron diferentes pruebas en las que se utilizó talco para bebé de la marca Mennen® y se probaron distintas configuraciones para comprobar la eficacia del dispositivo, en particular se varió la distancia del tubo central que baja desde la tapa de la cámara, se encontró que con estas configuraciones se forma un flujo re circulante en el fondo de la cámara lo que produce una caída de la presión y, por lo tanto, una disminución de la velocidad en la salida de las partículas trazadoras. Se agregó entonces una placa de forma elíptica en el

fondo del contenedor para romper el flujo re circulante. En la Figura 11 b) se muestra la configuración final, con la cual se consiguió un sembrado uniforme, resultando que el mejor sembrado se obtuvo sin el tubo central a diferencia de lo que indica el diagrama mostrado en las referencias antes mencionadas (Figura 6).



Figura 9.- Diseño de cámara de partículas, este diseño se hizo a partir del material disponible.



Figura 10.- Cámara de partículas.

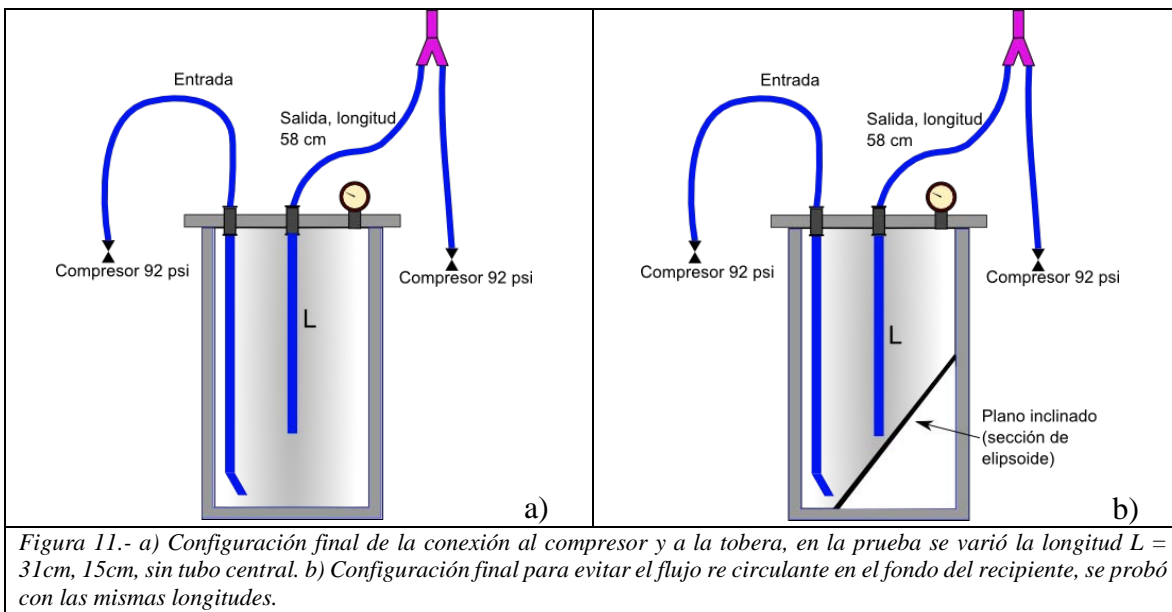


Figura 11.- a) Configuración final de la conexión al compresor y a la tobera, en la prueba se varió la longitud $L = 31\text{cm}, 15\text{cm}$, sin tubo central. b) Configuración final para evitar el flujo re circulante en el fondo del recipiente, se probó con las mismas longitudes.

Para poder evaluar de manera cuantitativa la distribución de partículas, se grabó el flujo sembrado con una cámara Phantom Miro M310, con una lente Microscópica de larga distancia K1 CentriMax, a una velocidad de grabación de 3200 fps y tiempo de exposición de $1 \mu\text{s}$, y se ilumino de frente con un LED de 100 Watts blanco Cree® Xlamp®

CXA3050LED, como se muestra en las Figura 12 y Figura 13. Esta configuración coincide con el arreglo experimental de la técnica PSV.

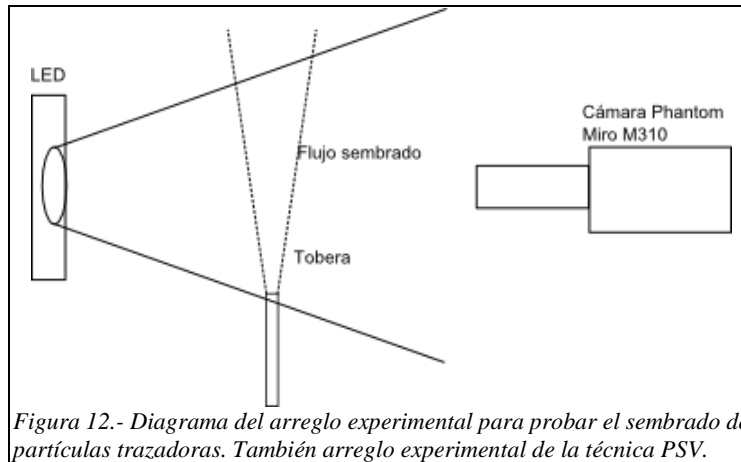


Figura 12.- Diagrama del arreglo experimental para probar el sembrado de partículas trazadoras. También arreglo experimental de la técnica PSV.

En la Figura 14 se muestra uno de los fotogramas obtenidos, junto con el mismo fotograma tratado digitalmente con un filtro pasa altos de 5x5; únicamente con la finalidad de mostrar claramente el resultado obtenido.

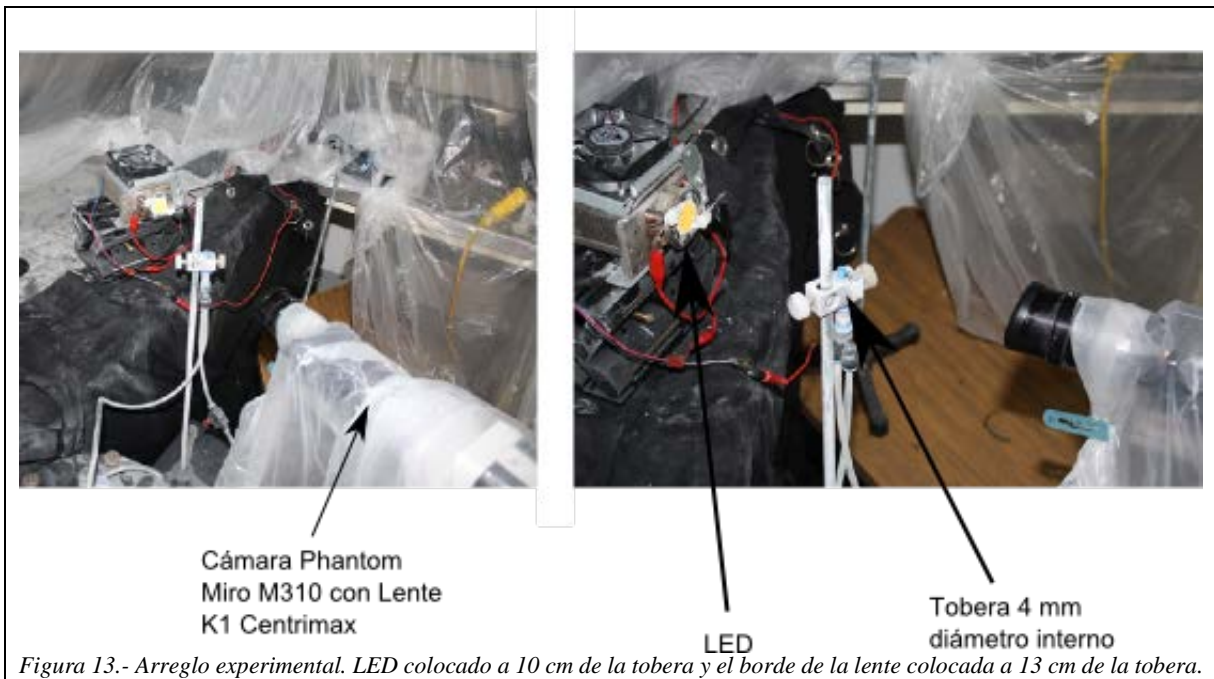


Figura 13.- Arreglo experimental. LED colocado a 10 cm de la tobera y el borde de la lente colocada a 13 cm de la tobera.

Un resultado secundario importante es que en la imagen se aprecian ondas de choque oblicuas, lo que muestra que el arreglo experimental permite mantener una velocidad supersónica en el flujo al momento de sembrarlo. A partir del ángulo que forma la onda de

choque con la vertical, llamado ángulo de Mach, es posible estimar el número de Mach del flujo que se calcula con la siguiente ecuación:

$$M = \sqrt{1 + \cot^2 \alpha} \quad (12)$$

El ángulo de Mach que se midió a partir de la imagen filtrada fue $\alpha \approx 39^\circ$ obteniendo un número de Mach estimado de $M \approx 1.4$.

Un resultado derivado de esta prueba es que en la imagen filtrada se observa que las partículas se ven como líneas, lo que significa que el tiempo de $1 \mu\text{s}$ es demasiado largo como para retratar a una partícula en movimiento que parezca estática. Este resultado indica que el tiempo de exposición para cada cuadro debe ser menor a $1 \mu\text{s}$, para que la técnica pueda aplicarse.

Con las especificaciones de grabación utilizadas para esta prueba, si suponemos que una partícula se mueve a $M = 1.4$, esta se desplazará una distancia de $4.4 \times 10^{-4} \text{m}$ (0.44 mm) en $1 \mu\text{s}$. Y entre cuadro y cuadro hay una separación temporal de $311.5 \mu\text{s}$ la partícula recorrerá entre cuadro y cuadro 0.149m (149 mm), lo que en general significa que no podemos seguirla efectivamente utilizando estos tiempos de grabación.

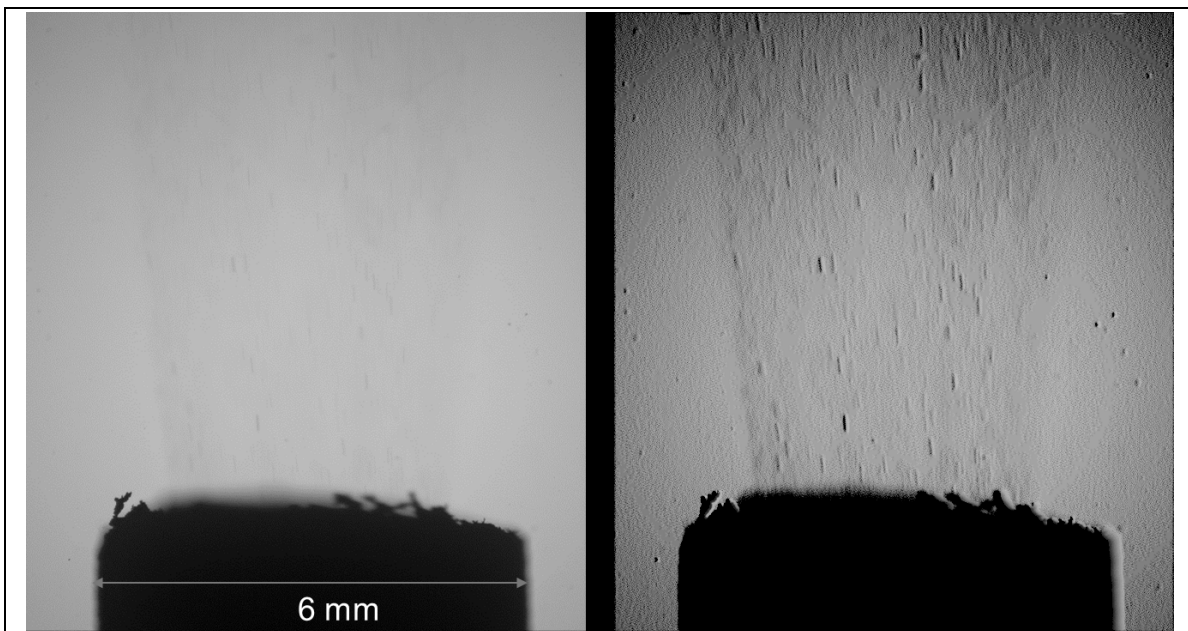


Figura 14.- Izquierda, fotograma original, derecha fotograma después de aplicar un filtro pasa altos 5x5. En ambas imágenes se observan partículas de talco con una distribución uniforme cualitativamente. El filtro pasa altos hace evidente la estructura de choque.

Durante estas pruebas se aisló una esquina del laboratorio con plástico de pintor, para evitar que las partículas se dispersaran por el laboratorio.

3 Generación de Pulsos

Para que la técnica PSV o PIV pueda implementarse con éxito, es necesario iluminar el flujo sembrado durante tiempos bien definidos, así como elegir correctamente la frecuencia de grabación para poder retratar a las partículas en, al menos, dos cuadros contiguos. Para esto se requiere que la distancia temporal entre cuadro y cuadro sea pequeña, de tal forma que grupos de partículas sean retratadas en ambas imágenes. Por la velocidad estimada del flujo de estudio (apartado 2.3), este tiempo debe de ser del orden de 1 μ s o menor.

La cámara Phantom Miro M310 (Vision Research 2012) configurada para grabar de manera convencional, únicamente permite al usuario cambiar los parámetros de frecuencia de grabación y tiempo de exposición, y modifica automáticamente tanto el tiempo entre cuadro y cuadro, de acuerdo a estos parámetros temporales, como la resolución de grabación. Por el análisis realizado al final de la sección anterior, es claro que con un tiempo de exposición entre cuadro y cuadro de 1 μ s, aunque las partículas se vean barridas, se podría obtener una buena correlación cruzada. El problema es que el tiempo entre cuadro y cuadro es muy grande aunque se puede disminuir aumentando la frecuencia de grabación. Hay un límite debido a la resolución final de la imagen, por lo que para lograr un tiempo entre cuadros del orden de μ s, aunque se tendría una frecuencia del orden de 100 000 fps, la resolución sería del orden de 32 x 16 píxeles únicamente, lo cual impediría poder estudiar el flujo supersónico.

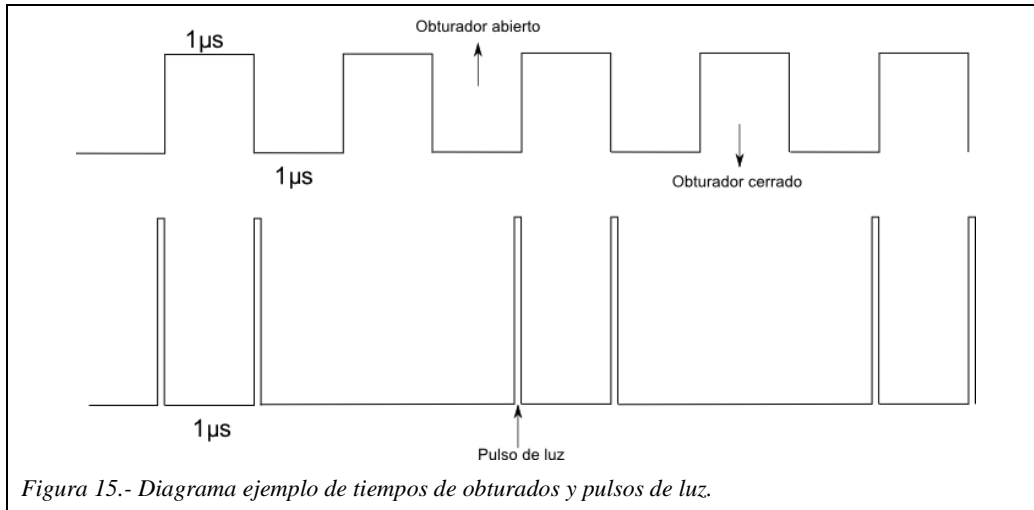
Otra configuración de la cámara, llamada modo PIV, fija el tiempo entre cuadros a 400 ns, como se muestra en la Figura 16, y permite cambiar la frecuencia de grabación, pero fija automáticamente el tiempo de exposición en función de la frecuencia y se mantiene la regla que al aumentar la frecuencia de grabación disminuye la resolución. Con base a estos parámetros de grabación, se debe de diseñar un sistema de iluminación adecuado a estas características. A continuación se presenta la manera como se resolvió el problema.

El equipo PIV utilizado por Echeverría (2013) tiene un límite de frecuencia de operación de 1000 fps. Se desea tener una mejor resolución temporal, por lo que se eligió una velocidad de grabación de 7200 fps con una resolución de 768 x 576 píxeles, lo cual permite tener 3600 pares de fotos en un segundo con un tiempo de exposición de 139 μ s y una distancia temporal entre pares de 278 μ s. En la Figura 15 se muestra el diagrama de los tiempos de operación de un equipo convencional de PIV (Raffel et al. 1998; Adrian & Weserweel 2011) en el cual se disparan dos pulsos de luz separados una distancia casi igual a la separación entre cuadro y cuadro, lo cual permite determinar el tiempo Δt para el cálculo de la velocidad instantánea. En la Figura 16 se muestra el mismo tipo de diagrama, pero para los tiempos requeridos dadas las características de grabación antes mencionadas.

Típicamente los equipos comerciales se basan en sincronizar una computadora, una cámara y la fuente de luz. Es común que estos equipos utilicen un equipo externo para lograrlo. Su funcionamiento se basa en disparar a través de una computadora el momento en que se inicia la grabación. El equipo de sincronización externo manda dos pulsos, uno a la cámara y otro a la fuente de luz. La computadora tiene los parámetros necesarios para calcular el momento

en que se deben de disparar los dispositivos. El principal problema con este tipo de diseño es que se depende por completo de la sincronización del equipo externo con el resto de los componentes.

En este trabajo se simplificó el diseño de operación ya que se utilizó la señal de la cámara para poder realizar la sincronización. En el siguiente apartado se explica el diseño del control para el caso de estudio antes mencionado.

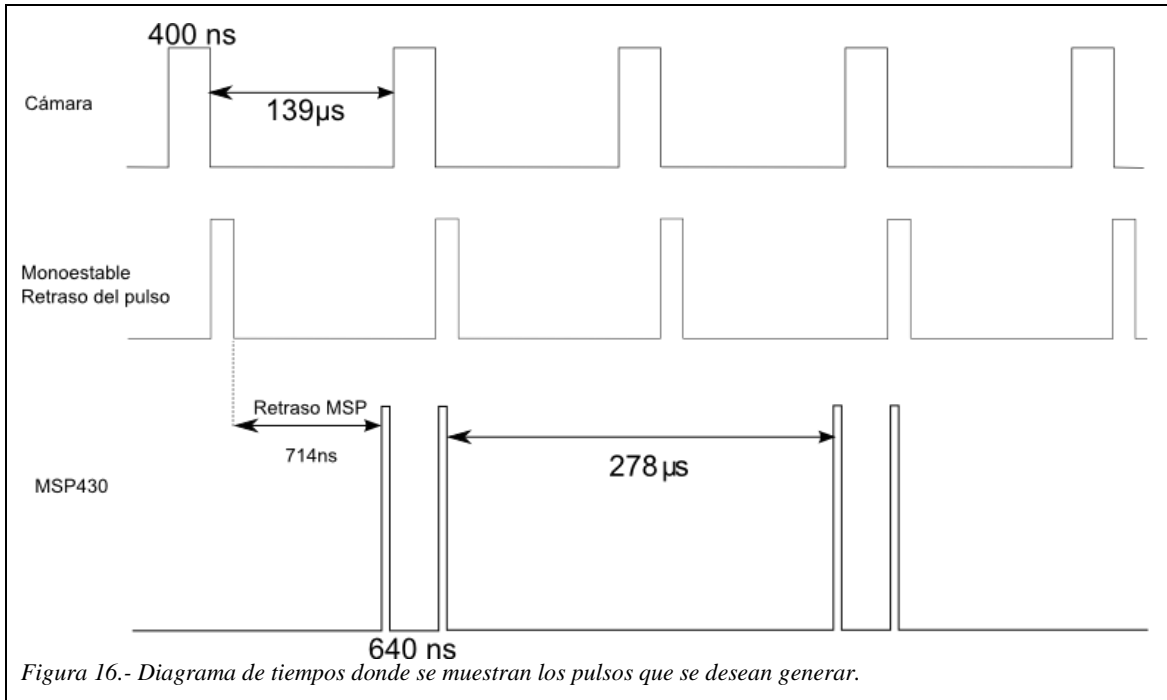


3.1 Circuito generador de pulsos

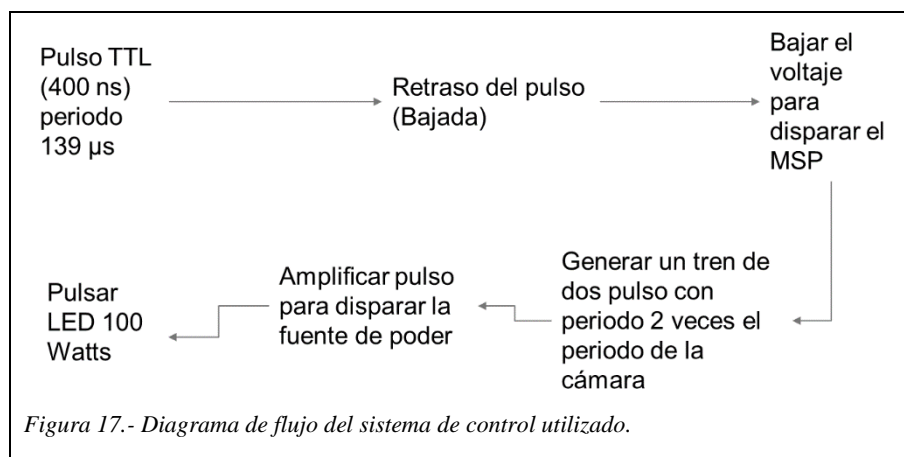
La cámara cuenta con un puerto de salida del pulso de operación de grabación. Esta señal es un pulso cuadrado TTL (*Transistor–transistor logic*), con 5V (alto) y 0V (bajo). Para este caso, el valor alto representa el momento en el que el obturador se encuentra cerrado y el valor bajo el momento en el que el obturador está abierto.

La idea de control es directa, ya que se utiliza la señal de la cámara para crear un pulso que se activa en la transición de bajo a alto. Esto se hace con la ayuda de un Monoestable (CD74HC4538), que crea un pulso con la misma frecuencia, pero retardado en el tiempo (Figura 16). También permite tener un control de un retraso mínimo de 20 ns. Este nuevo pulso se introduce a un divisor de voltaje y se utiliza para disparar un microcontrolador (MSP430G2553) en la transición de alto a bajo, generando dos pulsos 714 ns después, con una distancia temporal entre pulsos de 320 ns y cada pulso con una duración de 640 ns repitiendo este pulso con un periodo de 278 μ s. Estos pulsos se pre-amplifican con un Driver rápido para LEDs (UCC37322) y finalmente amplificados con un MOSFET (IRFB3206PBF) para poder encender el LED. Esta última etapa de pre-amplificación y amplificación es igual a la utilizada por Willert et al. (2010).

El microcontrolador se programó con el programa MyyEditor[®] 1.0. En el Apéndice B se incluye el código utilizado. En la Figura 17 se muestra un diagrama de flujo de este sistema.



El LED (Cree Xlamp CxA3050LED) tiene un voltaje de operación y consumo de corriente de 36 V y 2.5 A, respectivamente; disipa 100 Watts cuando opera de manera continua. Estos valores marcan los límites de operación que deben de respetarse para no destruir las uniones de soldadura dentro de los semiconductores. Al pulsar el LED en tiempos cortos $\sim 1 \mu s$, la corriente que pasa por el semiconductor puede ser mucho mayor que los 2.5 A. Para que esto suceda es necesario aumentar la diferencia de potencial. También el fabricante indica que este tipo de LED's se pueden pulsar hasta frecuencias de 10 MHz.



Considerando lo anterior, se diseñó una fuente de poder con el material disponible en el laboratorio. El resultado fue una fuente que puede entregar un voltaje máximo de 48 V y una

corriente de 5 A. En la Figura 18 se muestra, en la parte superior, el diseño de la fuente y, en la parte inferior, el diseño del circuito de control.

3.2 Pulsos de luz y caracterización

Después de amplificar los pulsos eléctricos se distorsionan debido a la demanda de corriente de la etapa de amplificación del circuito. Esto se debe principalmente a que existe una caída abrupta en el voltaje debida a la demanda de corriente. También hay que señalar que se desea que los pulsos de luz sean iguales al pulso eléctrico generado, como se ve en la Figura 16, pero debido a la configuración y fabricación del LED esto no es cierto, el pulso de luz se ve desplazado un cierto tiempo, así como también se observa un cambio en el ancho del mismo.

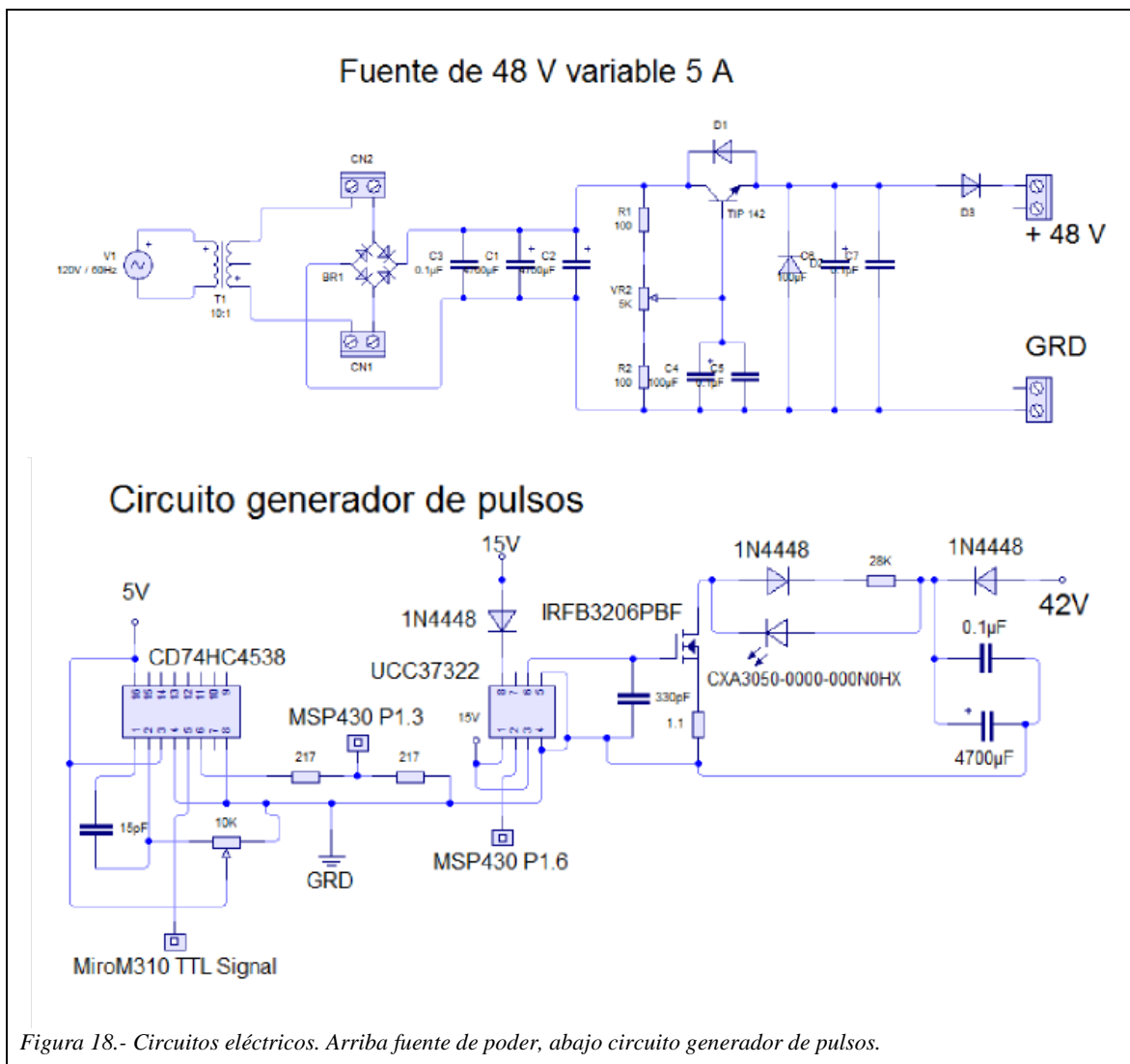
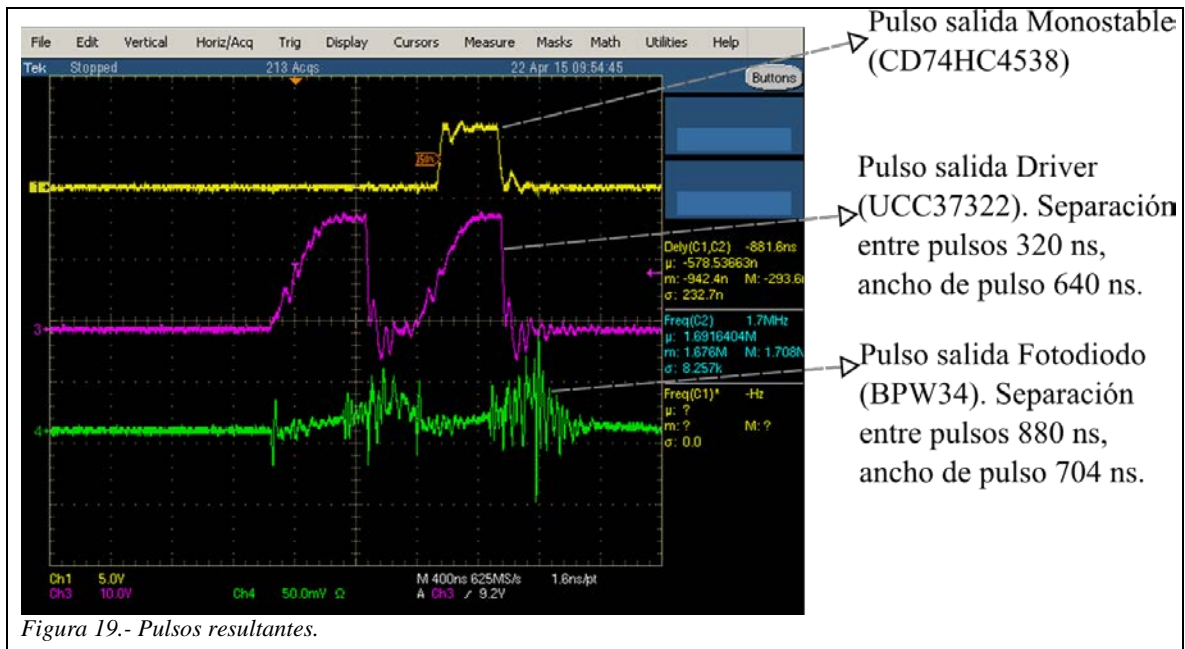


Figura 18.- Circuitos eléctricos. Arriba fuente de poder, abajo circuito generador de pulsos.

Esto se puede observar en la Figura 19. El pulso de luz se caracterizó utilizando un fotodiodo de alta velocidad BPW34. Aún con este desfase y ensanchamiento del pulso de luz se lograron obtener dos pulsos con un ancho menor a $1 \mu\text{s}$ que se fijó en el apartado anterior y con una separación entre los picos máximos de intensidad luminosa de 880 ns.

Este tiempo es el que se utiliza como Δt para determinar la velocidad de los grupos de partículas.

La potencia luminosa obtenida tampoco es la deseada, ya que al tener una pérdida tan grande de corriente, la fuente solo puede entregar 2 A por pulso con un voltaje de 42 V, lo cual en el tiempo de pulso se traduce a una potencia de 84 Watts contra los 100 Watts que puede disipar el LED. Actualmente se está trabajando para mejorar la eficiencia de la fuente de poder. A pesar de no poder tener una mayor potencia lumínica la sensibilidad de la cámara sí ve esta intensidad, permitiendo que se realizaran pruebas como se describe en la siguiente sección.



4 Arreglo Experimental

El diagrama del arreglo experimental se muestra en la Figura 12 y en la Figura 20 se muestra una fotografía del montaje experimental. Dada la potencia lumínica obtenida, se tuvo que acercar más el LED al flujo. La cámara de partículas se conectó como se describe en la sección 2.2, utilizando talco para bebé como trazador de prueba.

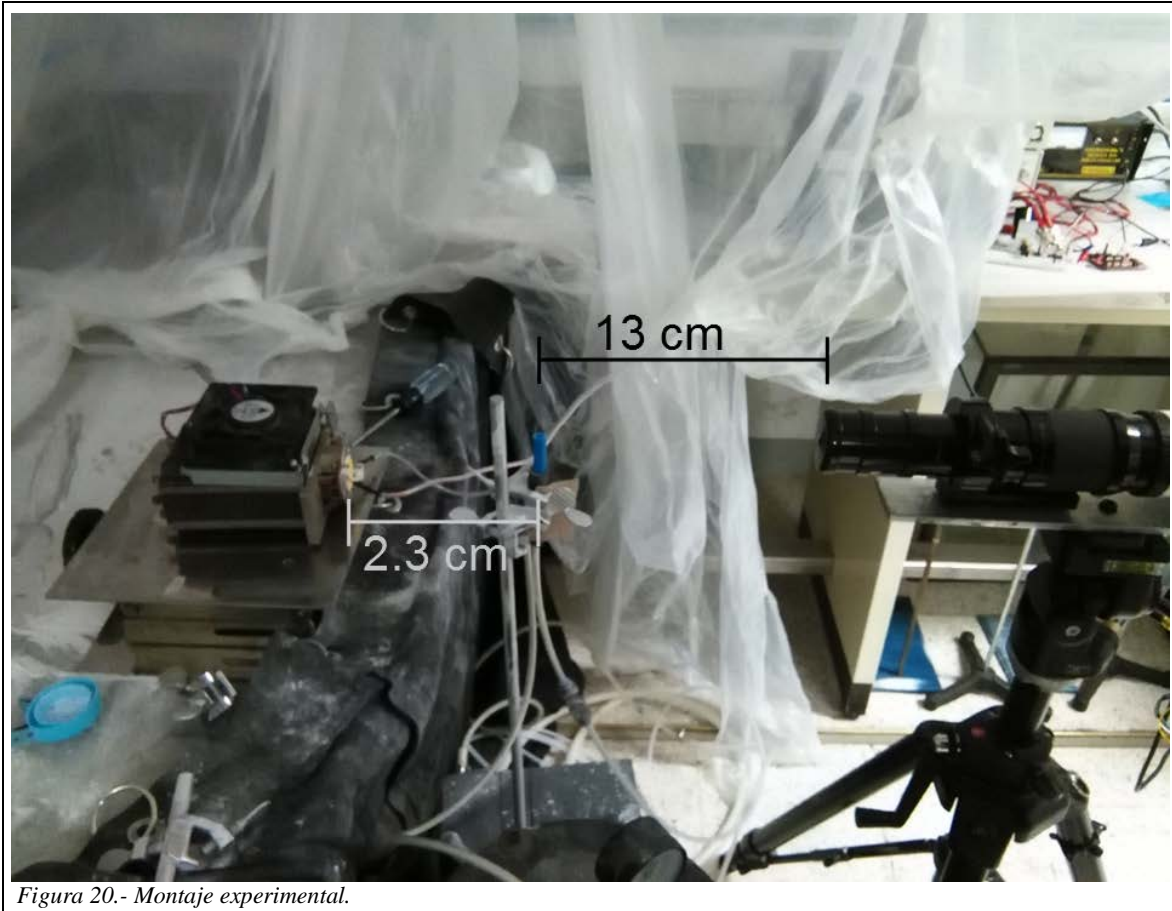


Figura 20.- Montaje experimental.

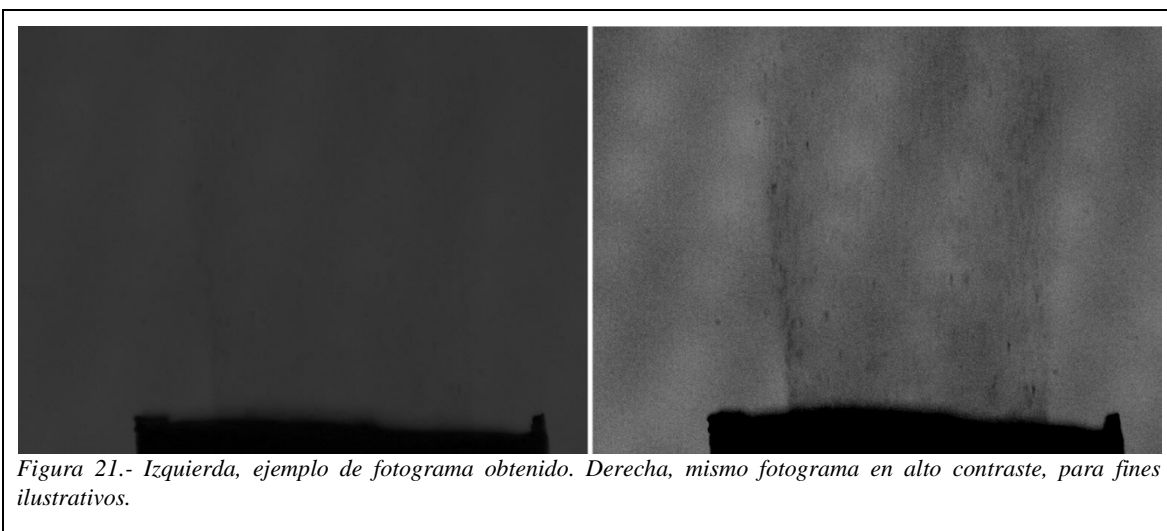
5 Resultados

Los resultados que se muestran a continuación son únicamente para los trazadores de Talco para bebé.

Dadas las especificaciones de grabación (apartado 3.1) se grabó durante 2.67 segundos a 7200 fps, resultando en 19,230 cuadros por grabación.

En la Figura 21 se muestra un fotograma del flujo supersónico sembrado con talco para bebé.

Se obtuvieron los campos de desplazamientos a través del programa PIVLAB 1.4 (Thielicke & Stamhuis 2014) y en la siguiente sección se describe este proceso.

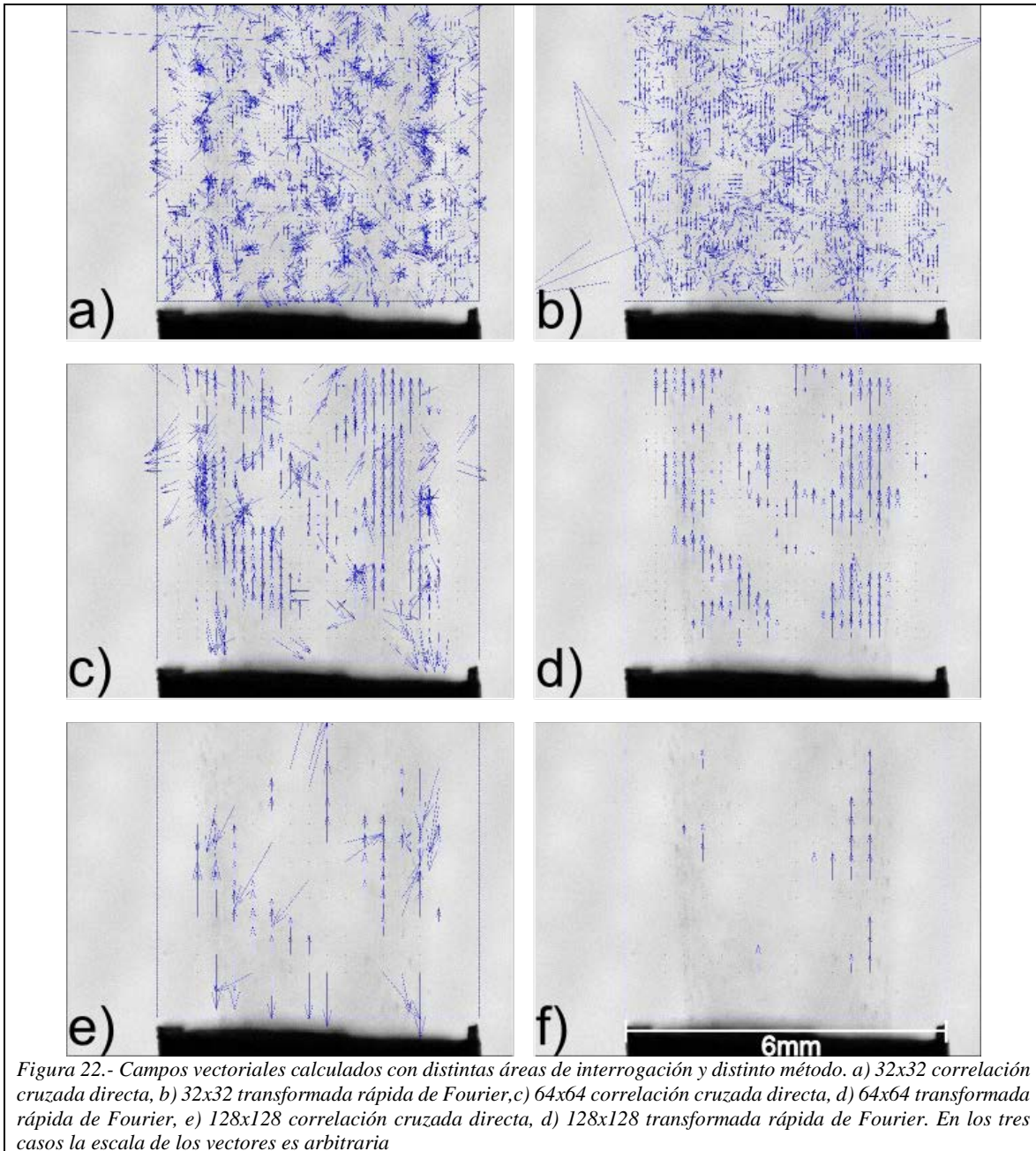


6 Análisis de Resultados

Se analizaron los 19,230 cuadros ó 9,615 pares de imágenes, aplicando una máscara ubicada directamente arriba de la salida del flujo, de 555x510 píxeles, utilizando 3 distintas áreas de interrogación: 128x128 píxeles, 64x64 píxeles y 32x32 píxeles. En los tres casos se utilizó un desplazamiento de áreas del 50%, con el programa PIVLAB 1.4 (Thielicke & Stamhuis 2014). Este proceso se realizó dos veces para cada área de interrogación: en la primera se aplicó la correlación cruzada directa y en la segunda la correlación cruzada a través de la transformada rápida de Fourier. De acuerdo a lo expuesto en la sección 1.4.1 y según Adrian & Weserweel (2011); Raffel et al. (1998); Huang et al. (1997) y Thielicke & Stamhuis (2014), la correlación cruzada directa debe de proporcionar mejores resultados que la correlación cruzada calculada a través de la transformada rápida de Fourier. Sin embargo, los resultados obtenidos por si solos no ofrecen evidencia de cual método es más efectivo para determinar los campos vectoriales.

En la Figura 22 se muestran los campos vectoriales de velocidades para el mismo par de imágenes sin la aplicación de un filtro de velocidades. En estas imágenes se pueden ver vectores atípicos (vectores que apuntan en dirección opuesta al flujo o que su dirección es totalmente horizontal). También se observan áreas donde no existen vectores, lo que indica una mala correlación para esa área específica en ese instante. Este tipo de resultados se observa en todos los pares de imágenes analizados, pero no siempre en la misma área. En particular, para el caso del área de interrogación de 32x32 píxeles siempre se observa que los resultados parecen ser vectores aleatorios y con magnitudes mucho menores a $M=1$. Sin embargo, para los otros casos se observa que siempre hay vectores que tienen una magnitud y sentido que parecen representar el movimiento del flujo, es decir magnitudes de velocidad alrededor de $M=1$.

Una de las razones por las que esto sucede, es que existen, a lo largo del tiempo, variaciones en densidad de sembrado. Otra razón es que la intensidad de luz es baja. Ambas razones se discutirán en la siguiente sección. También se debe de tener en cuenta que el flujo de estudio tiene zonas con distintas velocidades. Por ejemplo, la velocidad en el centro es distinta a la velocidad en las orillas o a la velocidad al atravesar las ondas de choque (Scarano 2008). Esta diferencia de velocidades puede ser muy grande. El problema se observa al elegir un área de interrogación demasiado grande, en la cual se compararían partículas con velocidades distintas resultando en un vector de desplazamiento erróneo o atípico, como se explicó en la sección 1.4. Usualmente se elige un valor umbral para filtrar el campo vectorial de velocidades, localizando vectores atípicos y sustituyéndolos por un promedio de los vectores vecinos. Sin embargo, en este caso, al no saber cuál es el umbral de velocidades, es complicado tomar una decisión que no sea arbitraria.



Las preguntas a contestar son: ¿Cuál es el tamaño óptimo del área de interrogación para estudiar el flujo? y ¿qué criterio se debe utilizar para filtrar el campo resultante y eliminar vectores atípicos?. Para contestar estas preguntas se debe de pensar en el tipo de flujo que se está estudiando. Este flujo es supersónico y turbulento, aparentemente con estructuras de choque estacionarias (Porta 2013), ya que, aún en tiempos del orden de 3×10^{-4} s, no parecen cambiar. En la Figura 23 se muestra la estructura de choque del flujo supersónico, visualizada con la técnica *shadowgraph* de rayos paralelos, en un estudio con las mismas condiciones mencionadas en el apartado 2.3. Se espera que las partículas que la atraviesen siempre presenten el mismo comportamiento en estas zonas de cambio. Por esta razón se utilizó un

filtro dinámico de velocidades horizontales y verticales. Este filtro elimina los valores que no están dentro de un cierto intervalo y nunca sustituye valores. Luego se realizó un promedio de los valores de cada área a lo largo del tiempo. A partir de la varianza y del número de datos utilizados para calcularla, se determinó el filtro más adecuado para elegir el intervalo de velocidades y construir un campo vectorial promedio.

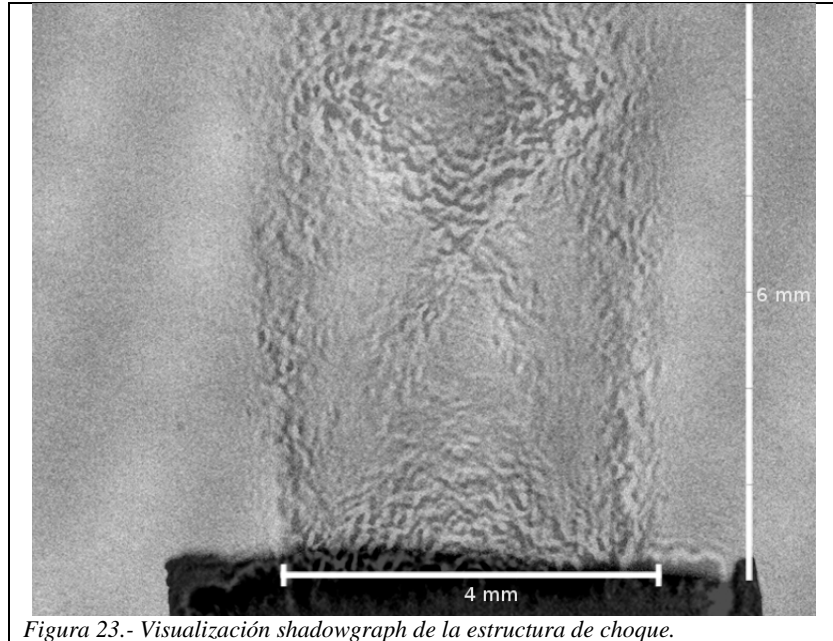


Figura 23.- Visualización shadowgraph de la estructura de choque.

El filtro de velocidades se implementó con los siguientes criterios:

Para la componente de la velocidad horizontal se presupone que el valor debe de ser pequeño, del orden de metros por segundo, ya que al estar cerca de la salida el flujo tiene un movimiento predominante en la dirección vertical. Sin embargo, para no descartar la posibilidad de tener movimientos laterales se utilizaron los siguientes intervalos $[-50 \text{ m/s}, 50 \text{ m/s}]$, $[-100 \text{ m/s}, 100 \text{ m/s}]$ y $[-250 \text{ m/s}, 250 \text{ m/s}]$.

Para el caso de la velocidad vertical se eligió un filtro que comienza con un intervalo de $[0 \text{ m/s}, 450 \text{ m/s}]$. La cota inferior se varió 12 veces en incrementos de 25 m/s . La cota superior se fijó con base al número de Mach estimado en la sección 2.2.

Luego se tomó el promedio de cada área de interrogación, su varianza y el número de vectores considerados en el cálculo. Este proceso se realizó para cada una de las áreas de interrogación elegidas y se aplicó cada uno de los filtros verticales. El resultado final son 108 juegos de tablas de velocidades promedio, varianzas y número totales de cuentas (vectores considerados).

Para poder elegir tanto el área de interrogación como el filtro más adecuados, se analizaron cada una de las matrices resultantes, fijándose en qué filtro y área tenían la menor varianza y

mayor número de cuentas, así como la velocidad más alta. Se observó que, en general, sin importar el tipo de filtro de velocidades, el área de interrogación de 32x32 píxeles presentaba siempre varianzas altas, poco número de cuentas y velocidades alrededor de 100 m/s, tanto para la correlación cruzada directa como para la transformada rápida de Fourier.

Para los casos restantes, en la transformada rápida de Fourier se tiene que la varianza es baja, pero también el número de cuentas. En cambio, la correlación cruzada directa aumenta la varianza al igual que el número de cuentas. Este aumento en la varianza va de un 0.3% a un 6 %, que es suficientemente bajo como para descartar el uso de la correlación cruzada a través de la transformada rápida de Fourier.

Para los dos casos restantes, con los filtros de velocidad utilizados, se observa que la velocidad en u es, en general, del orden de decenas de metros por segundo, y para el filtro con el intervalo [-250 m/s, 250 m/s] se obtiene el mayor número de cuentas, por lo que se descartan los filtros de 100 m/s y 50 m/s.

Con los valores seleccionados, se aplica un algoritmo que encuentra las 3 varianzas más pequeñas por área de interrogación y selecciona la que tiene mayor número de cuentas para cada uno de los filtros activos de cada área.

En ambos casos se observa que la varianza es mayor en el borde del área de estudio y el número de cuentas es, en general superior a 800.

En la Figura 24 se muestra los resultados finales del campo de velocidad

Al utilizar un área de interrogación de 64x64 píxeles se pueden ver variaciones o irregularidades en la dirección de la velocidad en la zona de mezcla, a diferencia del resultado obtenido para las áreas de interrogación de 128x128 píxeles.

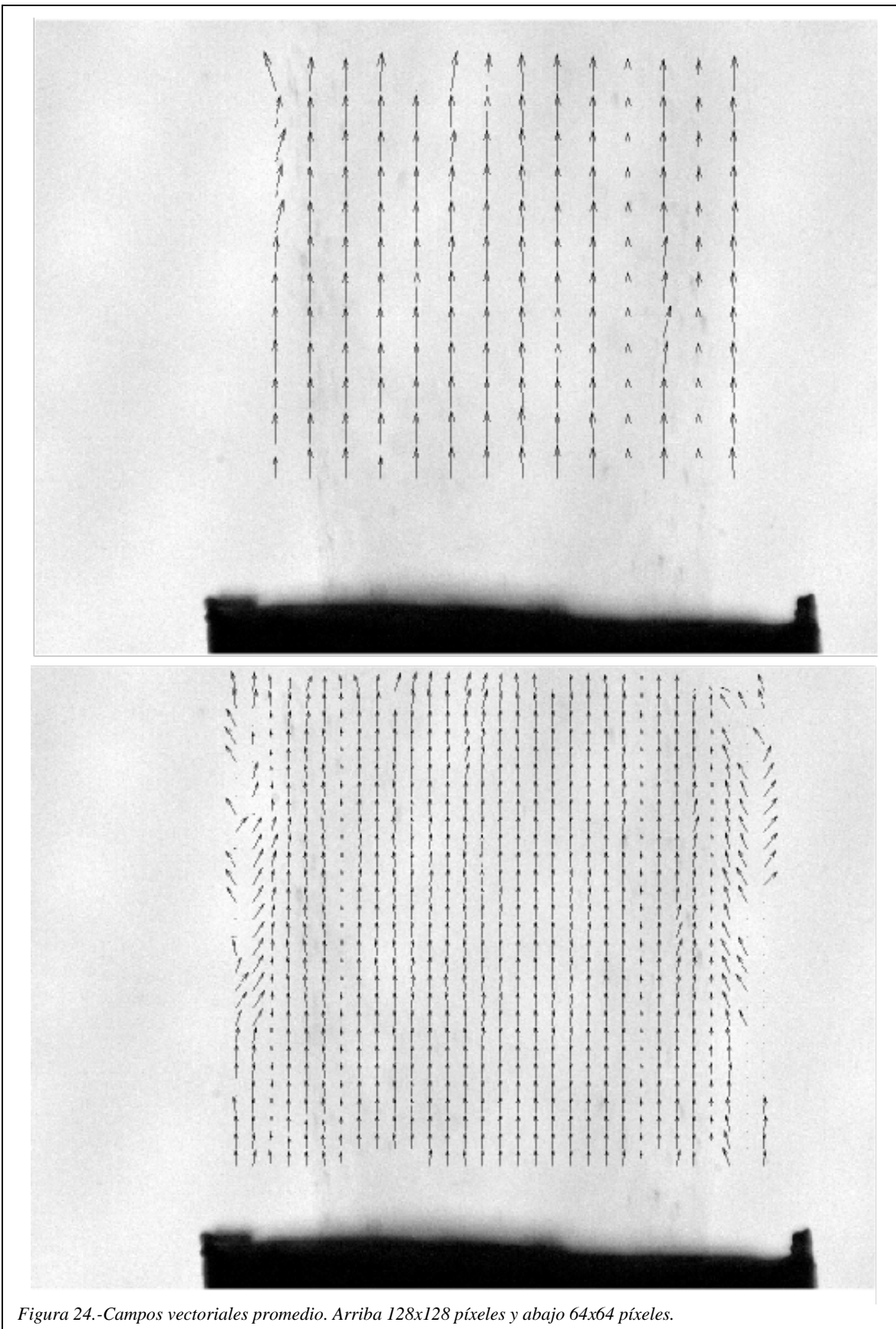
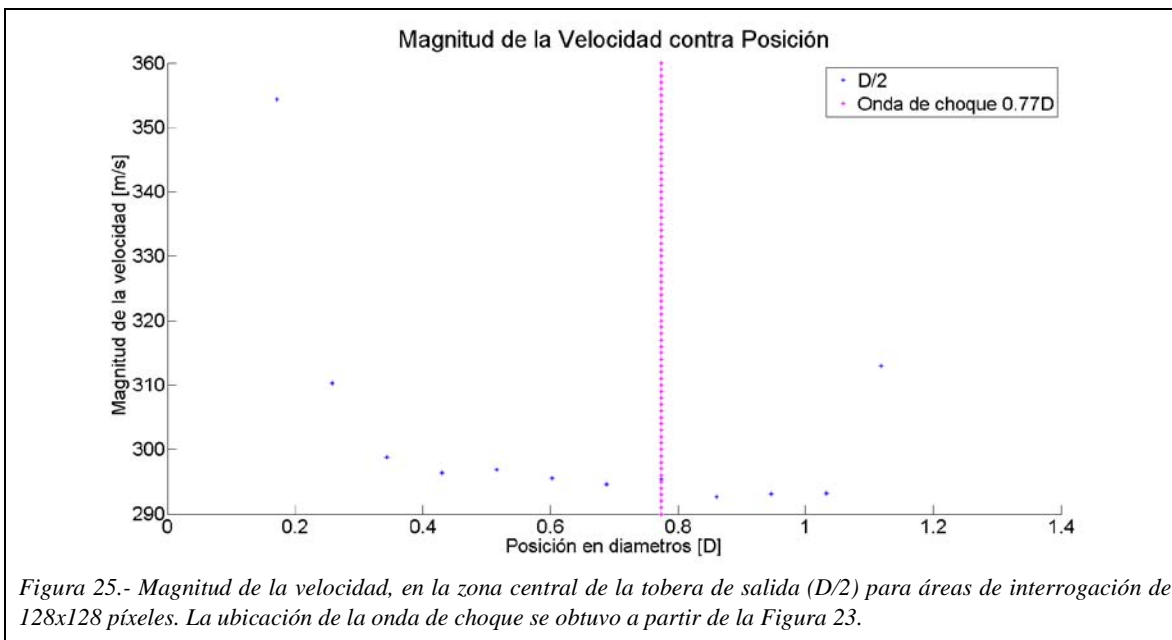
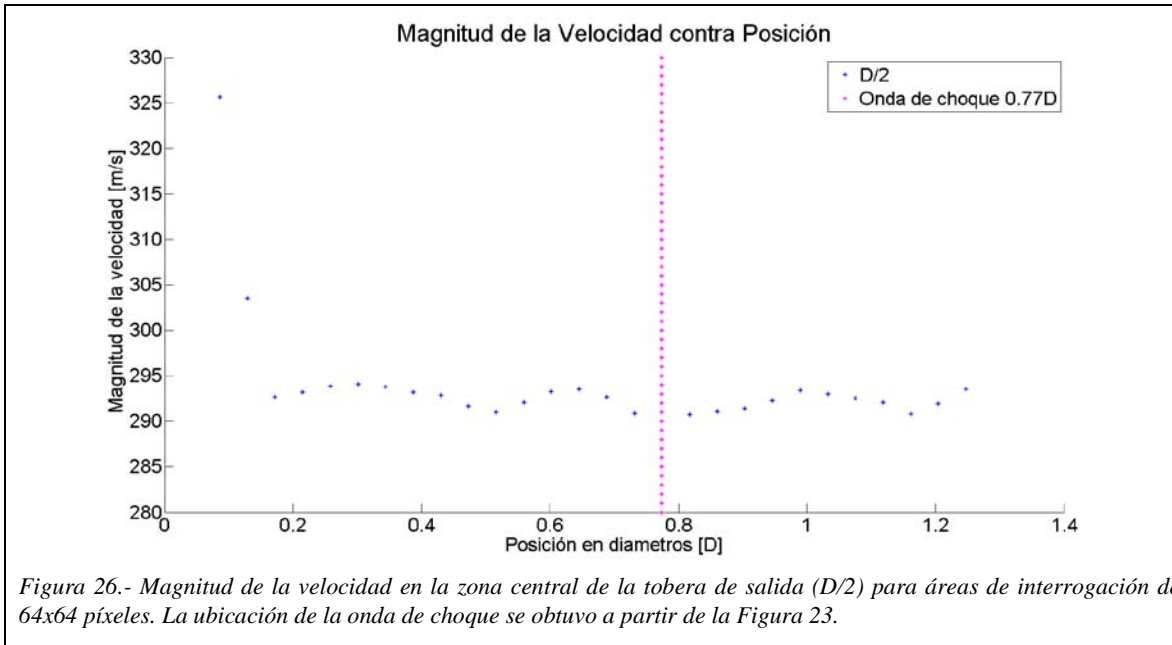


Figura 24.-Campos vectoriales promedio. Arriba 128x128 píxeles y abajo 64x64 píxeles.

El campo de velocidades obtenido muestra que el movimiento es principalmente en la dirección vertical, pero no muestra si existen cambios en la magnitud de la velocidad en esta dirección en la vecindad de las ondas de choque. Las Figuras 25 y 26 muestran la velocidad en el eje del chorro; los puntos magenta indican la zona donde se ubica la onda de choque (Figura 23).

Para las áreas de interrogación de 64×64 se observa cómo la velocidad a la salida disminuye alrededor de 40 m/s en una distancia muy corta y luego se mantiene prácticamente constante, ya que cambia poco (del orden de 5 m/s) conforme el jet se aleja de la tobera. En este caso no hay información que indique la existencia de la onda de choque, ya que al atravesarla, el flujo debería de frenarse y al salir debería de acelerarse nuevamente. Para el caso de áreas de interrogación de 128×128 píxeles la velocidad del jet presenta el mismo comportamiento, la diferencia principal es la magnitud, ya que a la salida las partículas disminuyen su velocidad del orden de 60 m/s y después se mantiene constante. La diferencia principal es que la velocidad aumenta en el último punto lo que coincide con el comportamiento esperado. Es decir, después de cruzar una onda de choque la partícula se acelera. En ambos casos el resultado del análisis propuesto da velocidades subsónicas.





El hecho de tener velocidades inferiores a la velocidad estimada en el apartado 2.3 indica que los límites de filtrado en la dirección vertical incluyen muchas velocidades pequeñas. Esto a su vez indica que los resultados de la correlación son en muchos casos desplazamientos pequeños. En el siguiente capítulo se discuten las posibles causas de este resultado.

Ahora bien, por el ángulo de Mach se sabe que la velocidad del flujo estimado es de ~ 440 m/s (apartado 2.3). Por esta razón, se decidió repetir el análisis únicamente para 64×64 píxeles y 128×128 píxeles, utilizando un filtro menos permisible para la velocidad en la vertical $[300 \text{ m/s}, 500 \text{ m/s}]$ y de $[-250 \text{ m/s}, 250 \text{ m/s}]$ en la velocidad horizontal. El resultado es un número de cuentas mucho menor, y por lo tanto también para la varianza. El resultado de los campos vectoriales se muestra en la Figura 27. Los campos obtenidos, al igual que para los campos vectoriales obtenidos para el otro filtro (Figura 24), muestran cualitativamente la misma información. En la Figura 28 y 29 se muestran las velocidades centrales para cada caso.

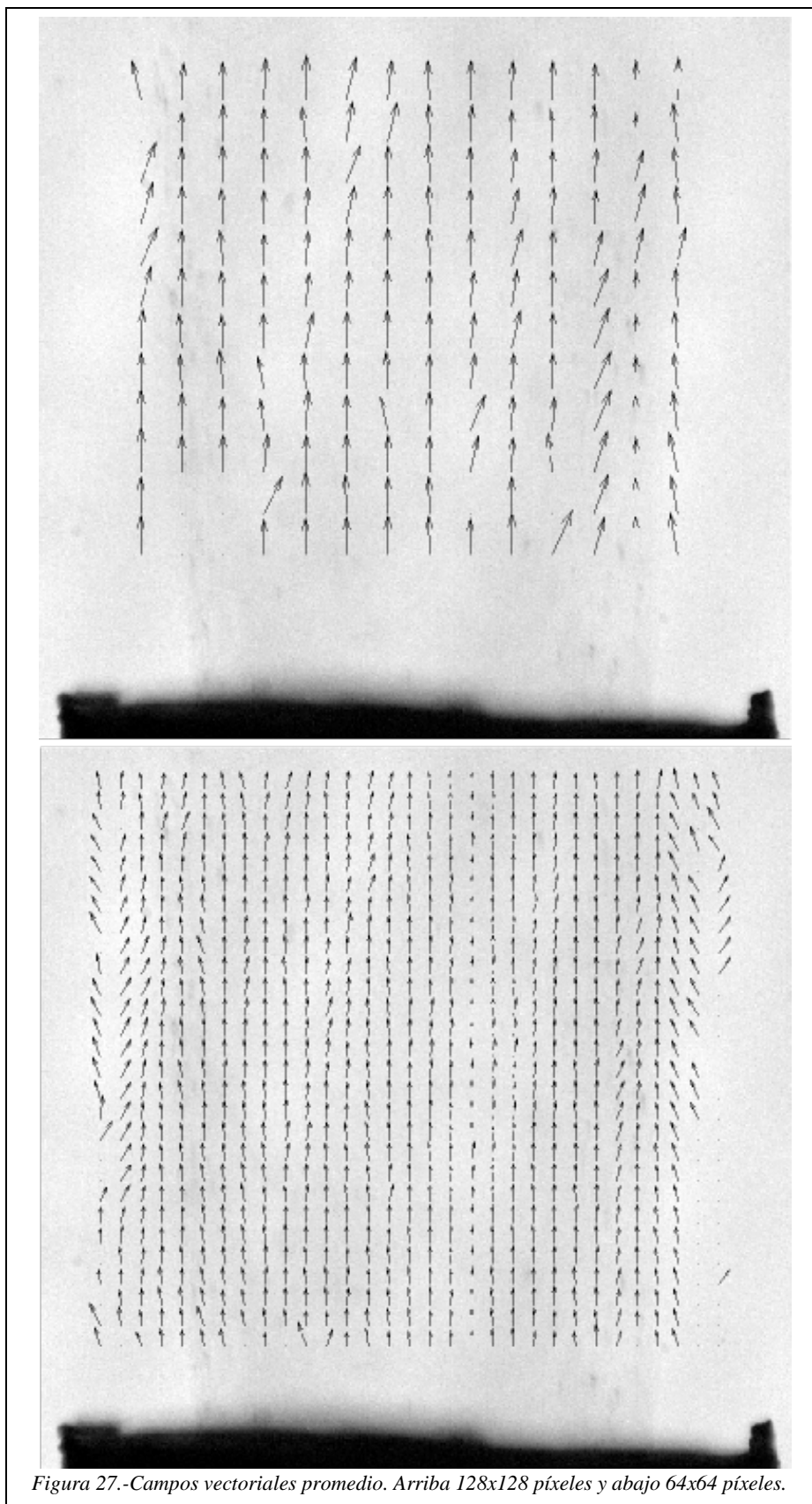


Figura 27.-Campos vectoriales promedio. Arriba 128x128 píxeles y abajo 64x64 píxeles.

Se puede observar que la magnitud es ahora supersónica en ambos casos. Para el caso de las áreas de 128x128 píxeles (Figura 28) se observa el mismo comportamiento que antes, primero la velocidad disminuye y luego se mantiene constante salvo por un punto después de la onda de choque. Para el caso de las áreas de interrogación de 64x64 píxeles se observan fluctuaciones en la magnitud de la velocidad de alrededor de 40 m/s y para algunos puntos esta diferencia es de 80 m/s.

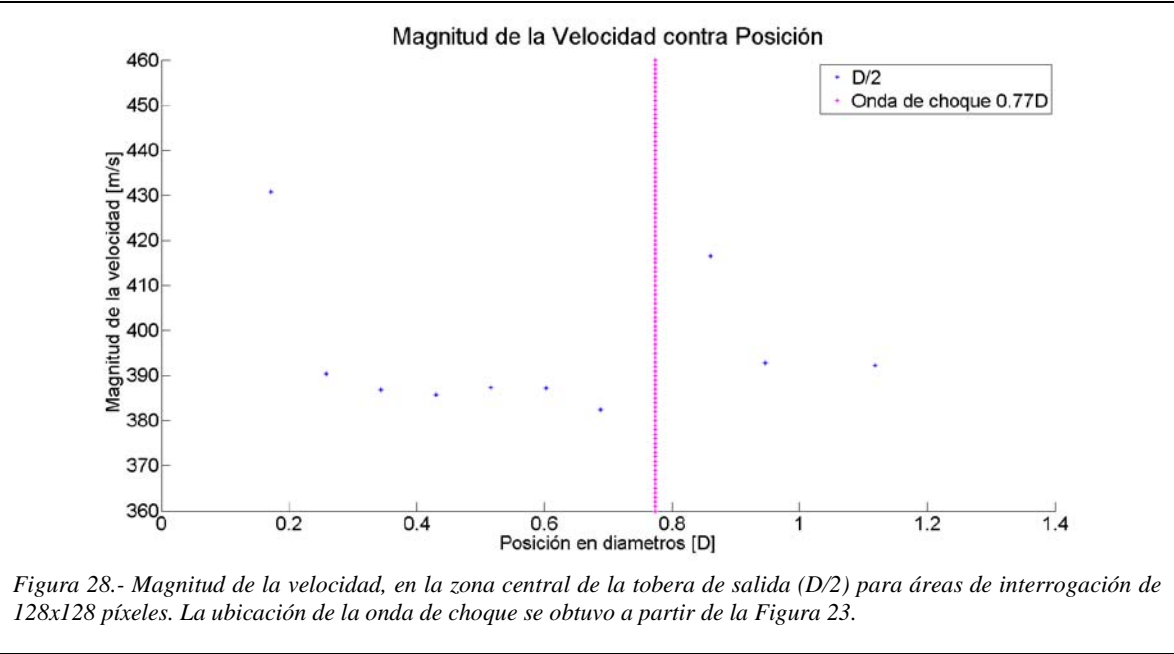


Figura 28.- Magnitud de la velocidad, en la zona central de la tobera de salida (D/2) para áreas de interrogación de 128x128 píxeles. La ubicación de la onda de choque se obtuvo a partir de la Figura 23.

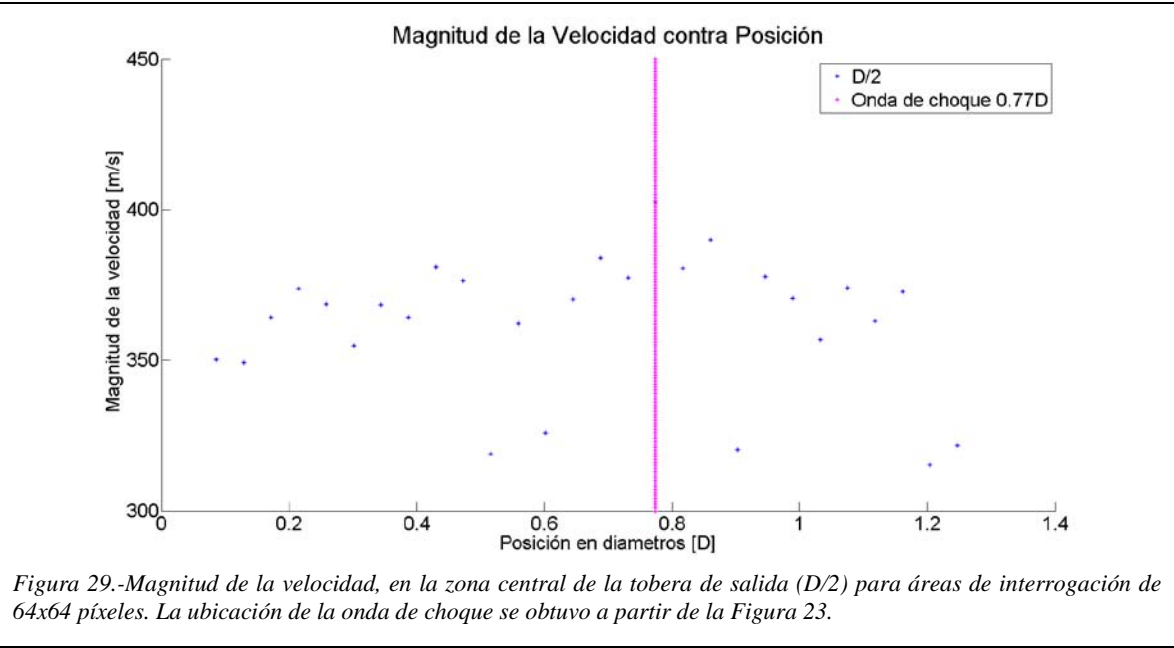


Figura 29.- Magnitud de la velocidad, en la zona central de la tobera de salida (D/2) para áreas de interrogación de 64x64 píxeles. La ubicación de la onda de choque se obtuvo a partir de la Figura 23.

Esto muestra que a pesar de que el filtro se construyó considerando que el flujo es estacionario, los resultados obtenidos muestran algo contradictorio al observar fluctuaciones en la velocidad.

El filtro se basa en tener un número mayor de cuentas y la varianza mínima. Para este caso, los resultados en comparación son “malos” con los obtenidos para el primer filtro, pero bajo el conocimiento previo de la velocidad estimada del flujo el segundo filtrado se apega más al valor esperado.

7 Discusión

La técnica PSV depende de la sombra proyectada por las partículas, por lo que es importante remarcar que si se utilizan rayos paralelos, la proyección de las sombras es del mismo orden de magnitud que el diámetro de las partículas. Por esta razón se utiliza un cono de luz, que ayuda a que la sombra de la partícula retratada sea relativamente más grande. En el diseño experimental presentado en la sección 4 la fuente de luz, el LED, no es una fuente puntual. De hecho esta lámpara LED está constituida por muchos LEDs, lo que es equivalente a tener muchas fuentes de luz. Si se coloca suficientemente lejos del flujo, se puede considerar como fuente puntual, como se observa en la Figura 14, donde el arreglo es equivalente a un shadowgraph simple. Al acercarse al LED, para poder tener suficiente luz, se aprecian los LEDs del arreglo y se ven como zonas con mayor brillo; esto se aprecia en la imagen con alto contraste que se presenta en la Figura 21. La contribución de estas fuentes de luz produce sombras que detecta el sensor de la cámara. No se sabe si este hecho pueda afectar lo que se ve en la imagen. Es decir, se sabe que el tamaño de la sombra depende del tamaño de la partícula, pero al tener partículas pequeñas, es posible que esta sombra se pierda fácilmente, imposibilitando ver partículas de tamaño pequeño.

El problema antes mencionado es una consecuencia directa de la insuficiente capacidad de la fuente de poder para hacer que la luz generada por el LED tenga la intensidad adecuada para que la cámara la detecte a una mayor distancia. La solución es hacer otra fuente con un intervalo de voltaje más grande o adquirir una fuente comercial de voltaje variable que tenga las características necesarias.

El análisis que se llevó a cabo en la sección anterior es una propuesta de análisis y actualmente se está estudiando si es la mejor manera de realizarlo. Lo que se propuso es filtrar con un criterio físico sustentado en la estadística, en lugar de un análisis parcial hecho por la apariencia del resultado de los campos vectoriales. Esto es, no elegir un filtro arbitrario para la magnitud y dirección de las velocidades para cada área de interrogación resultado de la intuición o de lo que se debe esperar. En este caso en particular, la información física de lo que sucede dentro del jet supersónico, no está completamente explicada, por lo que realizar un análisis basado en la intuición, no es posible.

El valor de desplazamiento que se obtiene con la correlación cruzada es un promedio de desplazamientos de todas las partículas que se encuentran en un área de interrogación. Éstas pueden no estar moviéndose a la misma velocidad, por lo que de cuadro a cuadro se tienen, en muchas ocasiones, vectores atípicos. En particular, si se piensa en un área de interrogación sobre una onda de choque, las partículas que se fotografían pueden no estar “sobre” ésta. En el siguiente cuadro su desplazamiento no será del mismo orden que el de una partícula que si estaba sobre ella (Scarano 2008). Esto se ejemplifica en la Figura 30 donde se observa este caso, sin considerar el tiempo de relajación.

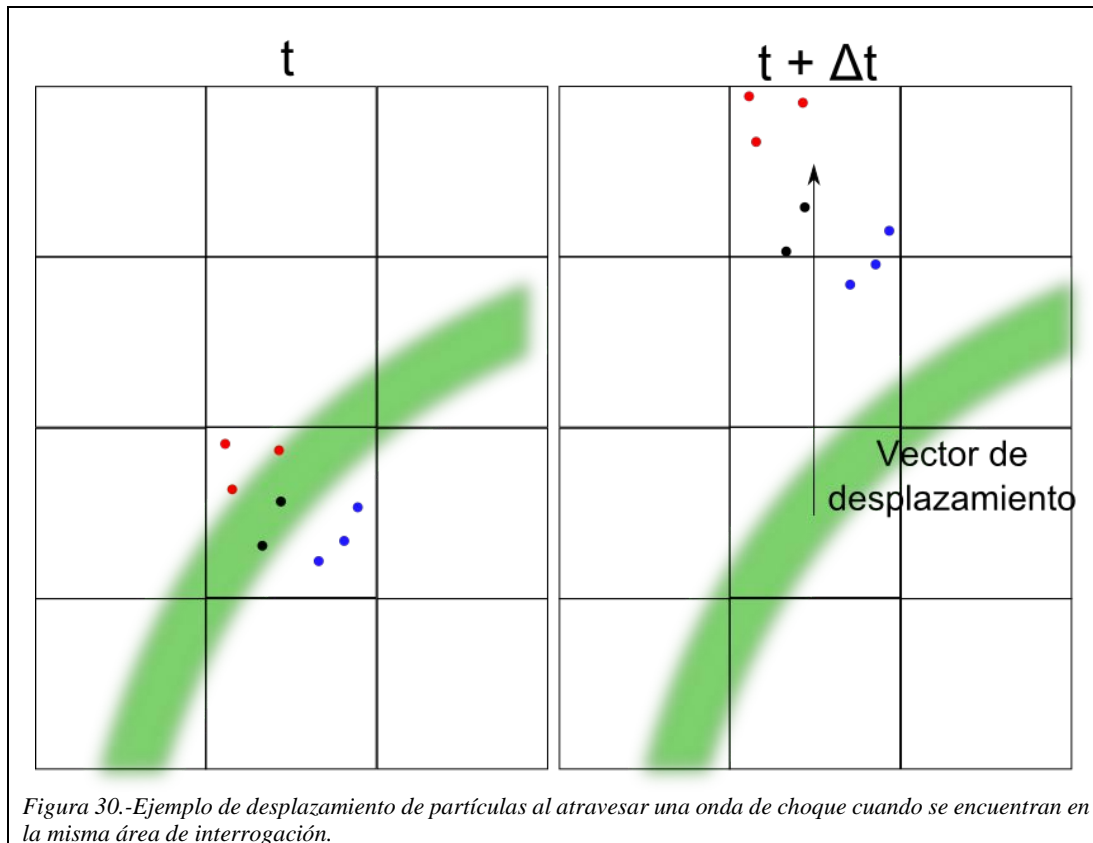


Figura 30.-Ejemplo de desplazamiento de partículas al atravesar una onda de choque cuando se encuentran en la misma área de interrogación.

La Figura 30 es un diagrama ilustrativo que no considera el tamaño real de la onda de choque ni de las partículas.

Por esta misma razón, estudiar la capa de mezcla representa un reto, ya que la elección de las áreas de interrogación determina el nivel de detalle que se puede observar en el movimiento.

Por otro lado, cualitativamente se observa que el sembrado es homogéneo. Sin embargo, a lo largo del tiempo se nota que la densidad de partículas disminuye en algunos cuadros. No se nota una periodicidad en este fenómeno debido al tiempo corto de grabación. Los cambios en la distribución de las partículas pueden deberse a la recirculación del flujo dentro de la cámara de partículas, mencionada en el apartado 2.3. En el dispositivo actual no se aprecia un patrón recirculante. Se deben de realizar más pruebas para poder saber exactamente que sucede en su interior.

Esto afecta de manera significativa el análisis realizado en la sección anterior. Actualmente se trabaja para modificar el diseño de la cámara de partículas, para evitar tener cuadros con diferentes densidades de trazadores. Por otro lado, se piensa modificar la altura del contenedor, ya que se cree que esta altura es determinante para aumentar la densidad de partículas que se introduce al flujo.

8 Conclusiones

Se diseñó y construyó un sistema de inyección de partículas con el cual se logró sembrar un flujo supersónico de aire con talco ($d \sim 0.1 \mu\text{m}$ a $10 \mu\text{m}$).

El sembrado es homogéneo (cualitativamente) en todas las imágenes, aunque se observa una disminución de la densidad de partículas retratadas en algunos cuadros.

Se determinó el volumen de estudio a partir de la profundidad de correlación $2z \sim 0.4 \text{ mm}$, el cual es 3 veces más pequeño que el espesor de la hoja de luz más pequeña que se puede crear en el laboratorio.

Se comprobó con un arreglo shadowgraph sencillo que, a pesar del cambio de presión debido a la inyección de partículas, el jet sigue siendo supersónico ($M \sim 1.4$). (Porta 2013). A partir de las imágenes obtenidas en esta sección se determinó la posición de la onda de choque, sin embargo, esta posición representa el máximo cambio de densidad y no la densidad más grande dentro de la onda de choque. Este resultado lo obtuvo Porta (2015) y debe considerarse en los siguientes análisis.

Se diseñó un circuito con elementos de bajo costo que permite amplificar y crear un pulso eléctrico y un pulso de luz LED, y permite sincronizarlo con la cámara, para poder cubrir las características deseadas para la técnica PSV. El diseño de este circuito lo hace versátil, ya que puede cambiar los tiempos de ancho de pulso y la frecuencia de repetición, lo que permite estudiar flujos con velocidades menores o iguales a las del flujo supersónico.

La ventaja de no depender de la reflectividad de las partículas abre la posibilidad de utilizar partículas más pequeñas y/o de menor densidad que permitan reducir el tiempo de relajación, lo que a su vez, permitirá mediciones más precisas. En el caso particular del talco para bebé, con las características mencionadas en la tabla 1, en la sección 2.2, las partículas resultan tener un tiempo de relajación menor a las del TiO_2 . Este resultado es teórico, porque lo que se debe de caracterizar es el diámetro promedio y densidad del talco.

Se realizaron pruebas preliminares con el flujo supersónico de estudio. Se propuso un filtro basado en sus características físicas. Este análisis muestra que se debe de tener cuidado al elegir el criterio para filtrar los resultados ya que pueden cambiar mucho de uno a otro como se mostró en el análisis. En particular se obtuvo que al aplicar un filtro más estricto en el intervalo de velocidades, el flujo tiene una velocidad del orden de magnitud esperado, a pesar que de acuerdo a la estadística (número de cuentas pequeño) realizada, no se debería de poder considerar como un resultado satisfactorio. Para poder justificar esta afirmación, se analizaron por inspección los vectores resultantes sin la aplicación del filtro, determinando que tienen una magnitud del mismo orden, por lo que se puede decir que el flujo tiene una velocidad supersónica. Al realizar promedios se pierde información respecto a las variaciones de velocidad dentro del flujo, por lo que es necesario realizar un mayor número de repeticiones del experimento y así justificar el uso de un filtro estadístico.

La hipótesis de que el flujo es estacionario está sustentada a partir de visualizaciones shadowgraph y Schlieren, las cuales muestran que la posición de las ondas de choque no cambia con el tiempo. Un resultado adicional es que la velocidad del flujo cambia por el sembrado, lo que provoca un cambio de posición de las ondas de choque.

Las complicaciones encontradas al aplicar la técnica PSV permiten determinar parte de los pasos a seguir para optimizarla, como lo son la fuente de poder, la fuente de luz LED, la cámara de partículas, la óptica de la cámara, entre otras.

Para poder estudiar las ondas de choque es necesario magnificar la zona de estudio, para evitar tener problemas con los promedios realizados por área de interrogación como se discutió con anterioridad.

El desarrollo e implementación de esta técnica ha producido distintos productos que son ahora parte de la infraestructura del laboratorio: la fuente de poder, el circuito para pulsar el LED y la cámara de partículas. Estos productos permiten realizar un mayor número de trabajos experimentales en el laboratorio.

Una ventaja que se tiene con el sistema de iluminación es que se puede adaptar la luz producida por el LED para generar una hoja de luz, utilizando fibra óptica y así recuperar la técnica PIV.

El PSV promete dar información sobre las interfaces del flujo, cuando menos la interfaz relacionada a la onda de choque. La aplicación de la técnica para estudiar el flujo supersónico es por si sola un trabajo de investigación, en el que se deben de realizar un mayor número de pruebas para poder completar el estudio.

9 Trabajo a Futuro

Estudiar qué polvos pueden ser posibles candidatos como partículas trazadoras como lo es el talco para bebé. Existe una gran cantidad de polvos que no se consideran por las técnicas como PIV y LDA debido a sus propiedades refractivas.

Estudiar la formación de sombras con múltiples fuentes de luz.

Determinar de manera experimental la profundidad de correlación.

Disminuir el tiempo de duración de los pulsos eléctricos generados y mejorar la caracterización de los pulsos de luz.

Modificar la cámara de partículas para mejorar el sembrado y determinar las dimensiones más adecuadas para que su funcionamiento permita sembrar distintos flujos con velocidades mucho menores a $M=1$.

Determinar cómo se modifican las ondas de choque debidos a la presencia de las partículas trazadoras.

Comparar la técnica PSV con la técnica PIV y sus posibilidades para estudiar otros flujos.

Realizar los ajustes antes mencionados para poder comparar los resultados de otras técnicas desarrolladas en el laboratorio, como difusión Rayleigh y Background Oriented Schlieren (BOS).

Apéndice A

En esta sección se muestra como se determinó experimentalmente la profundidad de campo y se dan los valores utilizados para calcular la profundidad de correlación.

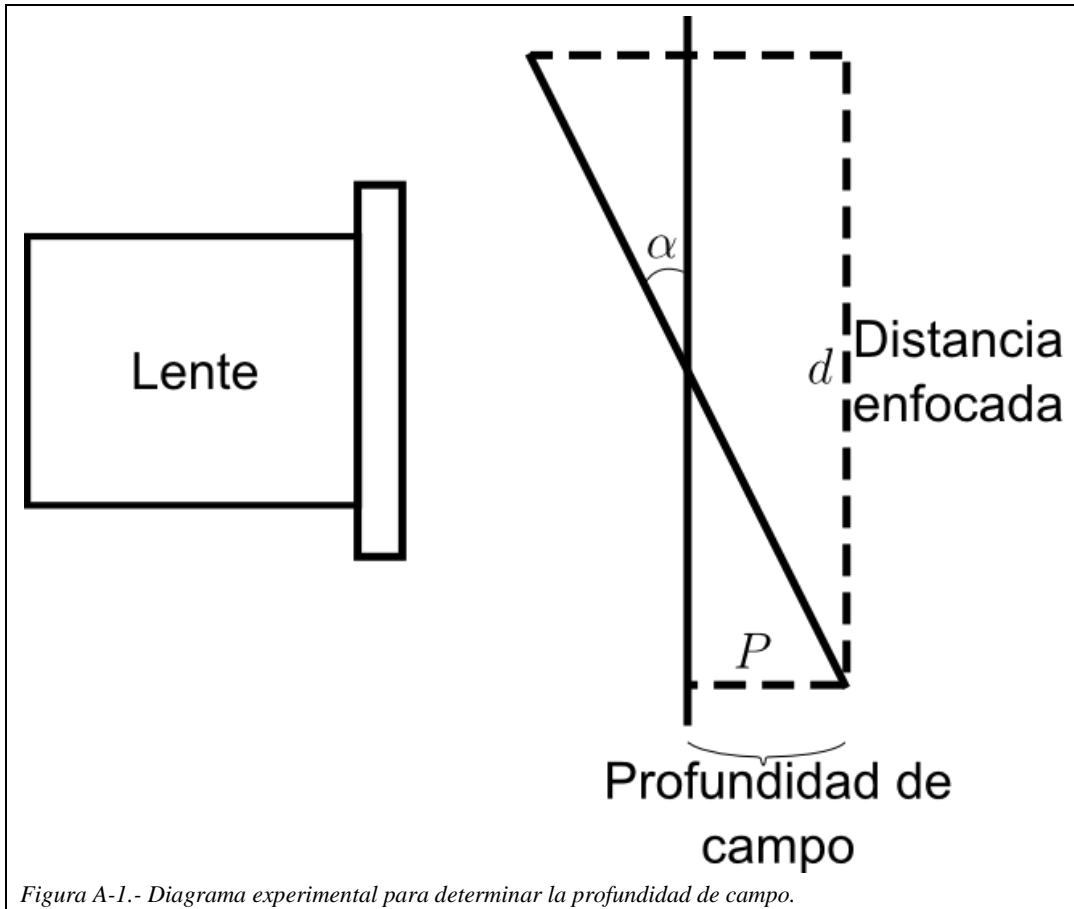
A-1 Profundidad de Campo

La profundidad de campo se define comúnmente en fotografía como la zona que hay, tanto por delante como por detrás del punto máximo de enfoque y donde una fotografía todavía es razonablemente nítida. Se puede decir que la profundidad de campo es la distancia entre dos planos paralelos a la óptica de la cámara donde sí se ubica un objeto este se ve completamente enfocado. Esta distancia está completamente determinada por la óptica utilizada, que en este caso fue una lente microscopio de larga distancia K1 CentriMax y lente M2x, cuya característica principal es que ofrece una profundidad de campo corta, al igual que un microscopio convencional.

Para poder determinar la profundidad de campo se colocó un patrón de rallas diagonales sobre una platina de movimiento angular frente a la cámara, a una distancia tal que todo el patrón estuviera bien enfocado. Se tomó una fotografía del patrón, luego se giró el patrón de grado en grado con la platina y se repitió 60 veces, 30°, tomando una fotografía por cada ángulo, al girar la platina el patrón se desenfoca en las orillas, si se mide la distancia a la que aparentemente se ve enfocado, como se muestra en la Figura A-1, se puede utilizar la siguiente relación trigonométrica para calcular la profundidad de campo:

$$P = \frac{d}{2} \tan \alpha . \quad (A.1)$$

En la Figura A-3.-Arriba patrón bien enfocado, abajo patrón desenfocado después de ser girado 15°. Se muestra un ejemplo de como se ve el patrón bien enfocado y desenfocado cuando se gira 15°. La profundidad de campo medida es $P = 0.35$ mm con una desviación estándar de $\sigma = 0.05$ mm.



A-2 Profundidad de correlación

Como se puede observar de la Ec (A.2), es necesario tener los valores de la longitud de onda, magnificación, número f y diámetro de partícula.

$$2z = 2 \left[\frac{(1 - \sqrt{\varepsilon})}{\sqrt{\varepsilon}} \left(\frac{f^{\#2} d_p^2 + 5.95(m+1)^2 \lambda^2 f^{\#4}}{m^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (A.2)$$

El espectro de emisión del LED que se utilizó muestra que la longitud de onda predominante es $\lambda = 546 \text{ nm}$, esto se muestra en la Figura A-2.

El número adimensional $f^{\#}$ es el cociente de la distancia focal entre el diámetro del diafragma D :

$$f^{\#} = \frac{F}{D} \quad (A.3)$$

Sin embargo el fabricante de la óptica no proporciona los valores de la distancia focal y apertura del diafragma. La información con la que se cuenta es la apertura numérica, utilizado comúnmente para caracterizar la óptica en microscopios, cuyo valor adimensional caracteriza el intervalo de ángulos a los cuales un sistema puede aceptar o emitir luz y se define como:

$$NA = n \cdot \text{sen} \left(\arctan \frac{1}{2f^{\#}} \right) \quad (A.4)$$

donde n es el índice de refracción del medio por donde viaja la luz en este caso aire (n=1.0002921), se recomienda leer Mahajan (1998) y Mouroulis & Macdonald (1997) para profundizar en este tema.

Despejando $f^{\#}$ de la Ec (A.4) se obtiene:

$$f^{\#} = \left(2 \cdot \tan(\arcsen n \left(\frac{NA}{n} \right)) \right)^{-1} \quad (A.5)$$

Y sustituyendo este resultado en la Ec (A-2) se obtiene:

$$2z = 2 \left[\frac{(1-\sqrt{\varepsilon})}{\sqrt{\varepsilon}} \left(\frac{f^{\#} = \left(2 \cdot \tan(\arcsen n \left(\frac{NA}{n} \right)) \right)^{-2} d_p^2 + 5.95(m+1)^2 \lambda^2 f^{\#} = \left(2 \cdot \tan(\arcsen n \left(\frac{NA}{n} \right))^{-4}}{m^2} \right) \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (A.6)$$

La magnificación m se determinó a partir de las imágenes resultantes del experimento haciendo el cociente del tamaño del objeto entre el tamaño de la imagen, obteniendo un valor de m = 1.85 y $\varepsilon=0.01$ (Goss & Estevadeordal 2006).

Como se muestra en la Tabla 1 (sección 2.1), se tiene un intervalo de diámetros para las partículas trazadoras, por lo que se calculó el valor de la profundidad de correlación para un intervalo de 1 μm a 10 μm con un incremento de 1 μm . En la Figura 4 se muestra la gráfica de profundidad de correlación contra diámetro de partícula. Se puede observar que la profundidad de correlación aumenta conforme el tamaño de partícula aumenta; hay que notar que aún considerando que todas las partículas fueran del orden de 10 μm la profundidad de correlación es menor a medio milímetro.

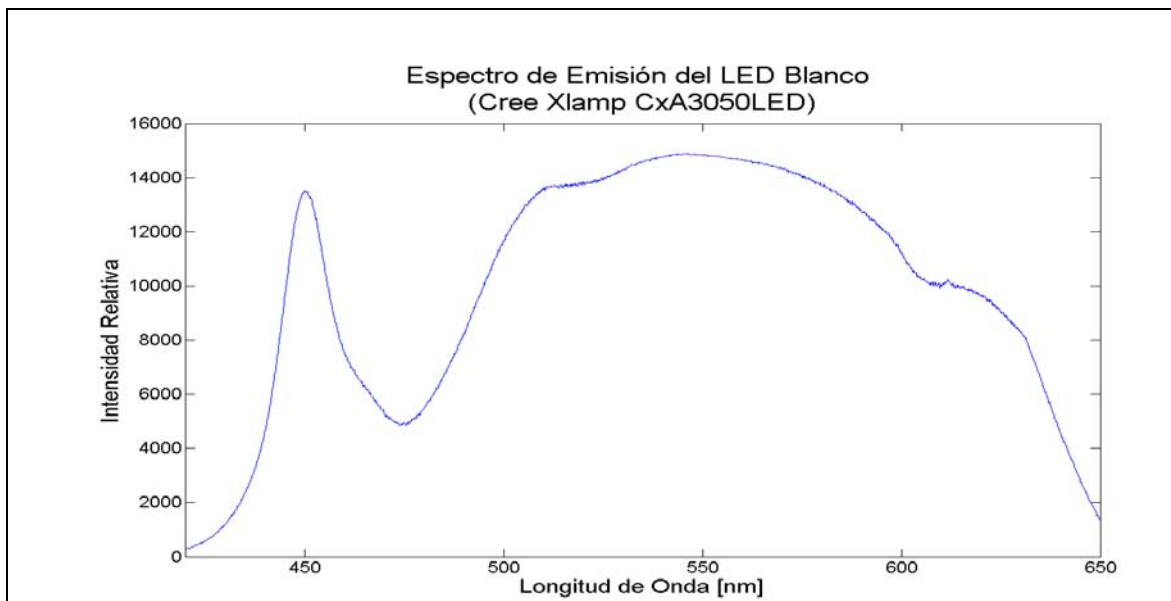


Figura A-2.- Espectro de emisión del LED.

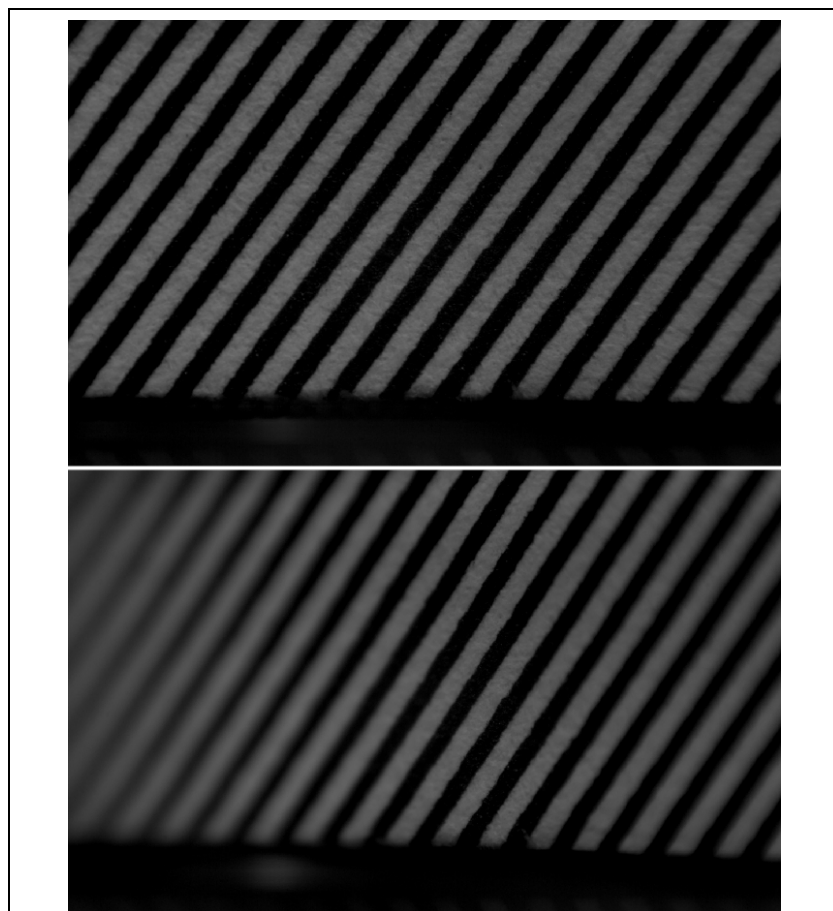


Figura A-3.-Arriba patrón bien enfocado, abajo patrón desenfocado después de ser girado 15°.

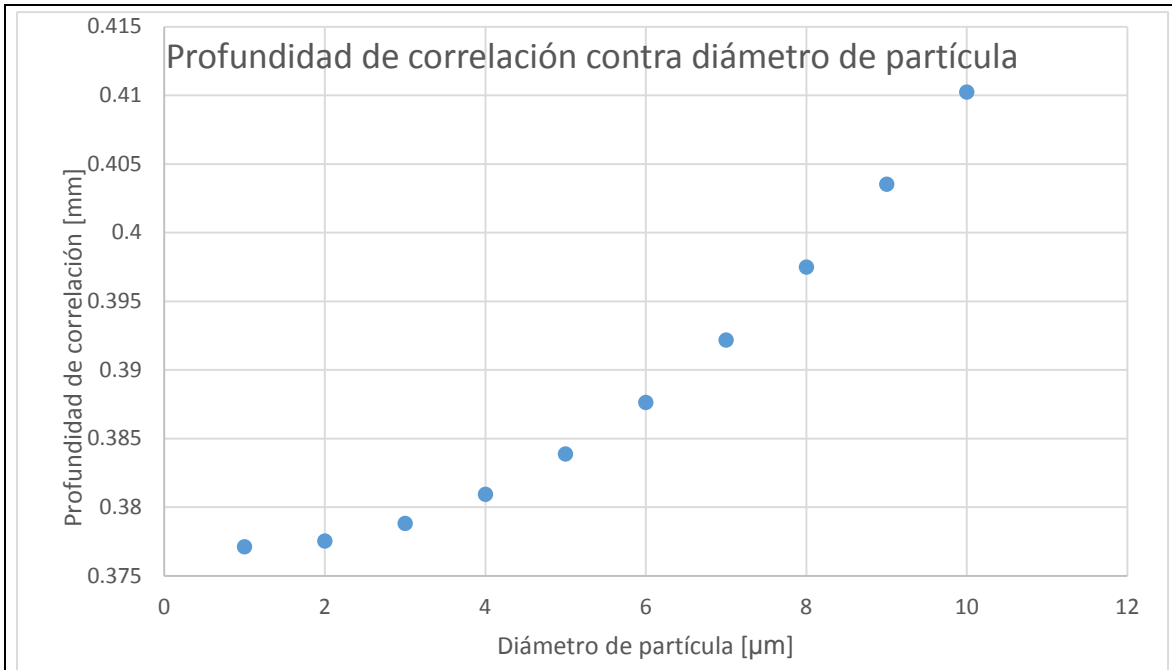


Figura A-4.- Relación entre profundidad de correlación y diámetro de partícula.

Apéndice B

Se muestra el código para sincronizar el pulso de salida del Monoestable y crear los pulsos eléctricos para el driver LED.

```
# Función de interrupción para sincronizar el pulso de la cámara con el LED.
def toggle_led():
# La primera operación es reiniciar la bandera de interrupción para el puerto P1_3, para
#permitir una nueva interrupción.
wait_cycles(714)           # Función de retraso pulso cámara, unidades en
                           #ciclos de reloj
out(P1_6,1)                # Prende el LED
wait_cycles(1)
out(P1_6,0)                # Apaga el LED
wait_cycles(1)
out(P1_6,1)                # Prende el LED
wait_cycles(1)
out(P1_6,0)                # Apaga el LED
interrupt_clear(P1_3)

# Código principal
BCSCTL1 = CALBC1_16MHZ     # Se activa el reloj de 16 MHZ
DCOCTL = CALDCO_16MHZ
dirout(P1_6)               # Se indica como salida el puerto P1_6
dirinpu(P1_3)              # Se define el puerto 1.3 como entrada
interrupt_setup( P1_3, FALL, toggle_led) # Se configura el puerto P1_3 para ser activado
                                   #con una interrupción con transición de bajada
                                   # del pulso
eint()                     # Activa el swich de manera grobal.
```

Referencias

- Adrian, R. J., & Weserweel, J. (2011). *Particle Image Velocimetry*. Cambridge University Press.
- Aguilar, C. (2003). *Diseño y construcción de un sistema de difusión Rayleigh para estudiar fluctuaciones de densidad en gases transparentes*. Universidad Nacional Autónoma de México, Facultad de Ciencias. UNAM.
- Anwar, M. (2008). *Setup of Particle Image Velocimetry (PIV) in Hypersonic Flows*. Master's Degree Thesis, Department of Mechanical Engineering Blekinge Institute of Technology.
- Bourdon, C. J., Olsen, M. G., & Gorby, A. D. (2003). Validation of an analytical solution for depth of correlation in microscopic particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol*(2). doi:10.1088/0957-0233/15/2/002
- Cree, Inc. (2015). Cree Xlamp CxA3050LED.
- Crowe, C. T., Schwarzkopf, J. D., Sommerfeld, M., & Tsuji, Y. (2011). *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. CRC Press. (Second Edition ed.). CRC Press.
- Echeverría, C. (2013). *Velocimetría por Imágenes de Partículas de un Flujo Supersónico*. Universidad Nacional Autónoma de México, Facultad de Ciencias. México: UNAM.
- EngineeringLaboratories, C. c.-2. (Ed.). (11 de Junio de 2015). *Brookfield Engineering Laboratories*. Recuperado el 11 de Junio de 2015, de <http://www.brookfieldengineering.com/education/applications/powder-baby-powder.asp>: <http://www.brookfieldengineering.com/>
- Estevadeordal, J., & Goss, L. (2005-A). PIV with LED: Particle Shadow Velocimetry (PSV). En AIAA (Ed.), *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada: AIAA.
- Estevadeordal, J., & Goss, L. (2005-B). An Investigation Of Particle-Shadow Velocimetry (PSV) For Transonic-Flow Applications. En AIAA (Ed.), *35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. Toronto, Ontario Canada: AIAA.
- Gámiz, E., Soriano, M., Delgado, G. C.-F., Párraga, J. M., & Delgado, R. C.-F. (2002). Estudio morfológico de talcos con microscopio electrónico de barrido (sem): aplicaciones farmacéuticas. *Ars Pharmaceutica*, 43(1-2).
- Glass, M., & Kennedy, I. M. (1977). An Improved Seeding Method for High Temperature Laser Doppler Velocimetry. *Combustion and Flame*, 29, 333-335.
- Goss, L., & Estevadeordal, J. (2006). Parametric Characterization for Particle-Shadow Velocimetry (PSV). *25th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*.

- Hileman, J., & Samimy, M. (2001). On Turbulence Structures and the Acoustic Far-Field of a Mach 1.3 Jet. *AIAA Journal*, 39(9), 1716-1727.
- Huang, H., Dabiri, D., & Gharib, M. (1997). On Errors of Digital Particle Image Velocimetry. *Measurement Science & Technology*, 8(12), 1427-1440.
- Keane, R. D., & Adrian, R. J. (1990). Optimization of particle image velocimeters. I. Double pulsed systems. *Meas. Sci. Technol.*, 1(11).
- Lang, N. (1999). Investigation of the flow tracking capabilities of tracer particles for the application of PIV to supersonic flow fields. En W. Nitsche, H.-J. Heinemann, & R. Hilbig, *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics II* (págs. 266-273). Germany: Vieweg+Teubner Verlag. doi:10.1007/978-3-663-10901-3_35
- Mahajan, V. N. (1998). *Optical imaging and aberrations Part I*. Bellingham, Washington USA: SPIE Press.
- Meinhart, C. D., Wereley, S. T., & Gray, M. B. (2000). Volume illumination for two-dimensional particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, 11.
- Melling, A. (1997). Tracer particles and seeding for particle image velocimetry 8: 1406-1416. *Meas Sci Technol*, 8(12), 1406-1416. doi:10.1088/0957-0233/8/12/005
- Meyers, J. (1991). Generation of Particles and Seeding. Von Karman Institute for Fluid Dynamics Lecture Series 1991-08. NASA - Langley Research Center Hampton, Virginia, USA Laser Velocimetry. In VKI, *Laser Velocimetry*, 1.
- Mouroulis, P., & Macdonald, J. (1997). *Geometrical optics and optical desing*. (M. Lapp, J.-I. Nishizawa, B. B. Snavely, H. Sterk, A. C. Tam, & T. Wilson, Edits.) New York: Oxford University press.
- Olsen, M. G., & Adrian, R. J. (2000). Out-of-focus effects on particle image visibility and correlation in microscopic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 29(1), S166-S174.
- Porta, D. (2013). *Estudio de interfaces en un flujo supersónico mediante shadowgraph (gráfica de sombras)*. Universidad Nacional Autónoma de México, Facultad de Ciencias. México: UNAM.
- Porta, D. (2015). *Estudio de las interfaces de un jet supersónico axisimétrico usando schlieren con un fondo como referencia*. UNAM, Posgrado Ingeniería Mecánica, Termo-Fluidos. Tesis de Maestría. Comunicación personal.
- Raffel, M., Willert, C. E., & Kompenhans, J. (1998). *Particle Image Velocimetry – A practical Guide*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Scarano, F. (2008). Overview of PIV in Supersonic Flows. En A. Schröder, & C. E. Willert (Edits.), *Particle Image Velocimetry: New Developments and Recent Applications*

- (Vol. 112, págs. 445-463). Springer-Verlag Berlin Heidelberg. doi:10.1007/978-3-540-73528-1
- Tam, C. (1998). Jet Noise: Since 1952. ., *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* , 10 (1-4), 393-405.
- Thielicke , W., & Stamhuis, E. J. (2014). PIVlab - Time-Resolved Digital Particle Image Velocimetry Tool for MATLAB (version: 1.40). *Journal of Open Research Software*. doi:<http://dx.doi.org/10.6084/m9.figshare.1092508>
- Tropea, C., Yarin, A., & Foss, J. (Edits.). (2007). *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Vision Research, P. H. (12 de 8 de 2012). Phantom Help File. (A. M. Division, Ed.)
- WebElements*. (2015). Recuperado el 11 de Junio de 2015, de http://www.webelements.com/compounds/titanium/titanium_dioxide.html: <http://www.webelements.com>
- Westerweel, J. (1993). *Digital Particle Image Velocimetry Theory and Application*. Delft University , Mechanical Maritime and Materials Engineering. Delft University Press.
- Willert , C., Stasicki, B., Klinner, J., & Moessner, S. (2010). Pulsed operation of high-power light emitting diodes for imaging flow velocimetry. *Meas. Sci. Technol*, 21.
- Willert, C. E. (1996). The fully digital evaluation of photographic piv recordings. *Applied Scientific Research*, 56, 79-102.