



**Universidad**  
Zaragoza

## Tesis Doctoral

Generación de gotas microscópicas y  
caracterización de aerosoles

Autor

Hippolyte Amaveda

Director/es

Antonio Lozano Fantoba  
Felix Manuel Barreras Toledo

Centro Politécnico Superior  
Departamento de Ciencia y Tecnología de Materiales y Fluidos  
2003

**UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA**  
**Centro Politécnico Superior**  
**Departamento de Ciencia y Tecnología de Materiales y Fluidos**



## Generación de gotas microscópicas y caracterización de aerosoles

Hippolyte Amaveda



Tesis Doctoral

---

Mayo 2003



**UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA**  
**Centro Politécnico Superior**



**GENERACIÓN DE GOTAS MICROSCÓPICAS  
Y CARACTERIZACIÓN DE AEROSOL**

Hippolyte Amaveda

Memoria presentada para optar al grado de Doctor Ingeniero Industrial por el  
Departamento de Ciencia y Tecnología de Materiales y Fluidos.

---

Mayo 2003



D. Antonio Lozano Fantoba y D. Félix Manuel Barreras Toledo, Científicos Titulares del Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC),

**Certifican:**

Que la memoria titulada “*Generación de Gotas Microscópicas y Caracterización de Aerosoles*” presentada por el Ingeniero Industrial D. Hippolyte Amaveda para optar por el grado de Doctor, ha sido realizada bajo su dirección.

Que dicha memoria constituye la *Tesis Doctoral* presentada por el interesado para optar por el grado de *Doctor Ingeniero Industrial*.

Y para que así conste, en cumplimiento de la legislación vigente AUTORIZAN su presentación firmando el presente certificado en Zaragoza a 19 de Mayo de dos mil tres.

Antonio Lozano Fantoba

Félix Manuel Barreras Toledo



*A la memoria de los abuelos Constantino y Adrián*

*A mis padres*

*A mis hermanos*

*A Koria H. S.*



## **AGRADECIMIENTOS**

Mis primeros agradecimientos van dirigidos a todas las personas, muchas de ellas anónimas, que de una forma u otra, han colaborado conmigo para hacer posible la terminación de esta tesis doctoral.

Estoy particularmente agradecido a Antonio Lozano Fantoba que me ha propuesto el tema de investigación de esta tesis doctoral y me ha dirigido todas las actividades realizadas. En este mismo sentido, brindo otro merecido reconocimiento a Félix Manuel Barreras Toledo, codirector de esta tesis, y amigo personal. Gracias a sus dilatadas experiencias en técnicas experimentales de Mecánica de Fluidos, he podido llegar a un buen fin de esta tesis.

Agradezco infinitamente a Cesar Dopazo García, por darme la oportunidad de venir a estudiar en el Área de Mecánica de Fluidos del Centro Politécnico Superior de la Universidad de Zaragoza, por su estímulo y por sus constantes ayudas en la resolución de los diversos problemas que he tenido durante mi estancia en España.

También expreso mi agradecimiento:

A Felix Barreras, Enrique López Pagés y Jorge Barroso por ser quienes me han enseñado el camino de la investigación científica durante mi estancia en Cuba donde cursé la carrera de Ingeniería Mecánica.

A todos los profesores, investigadores y colaboradores del Departamento de Ciencia y Tecnología de Materiales y Fluidos con quienes he compartido todo este tiempo.

A Miguel Ángel González Morales por sus aclaraciones, criterios y opiniones sobre diversos aspectos de Electricidad y Electrónica.

A José Luís Santolaya Saénz y Santiago Jiménez Torrecilla por su desinteresada colaboración durante la realización de los experimentos, y sobre todo a José Luis por la ayuda financiera para la compra de un ordenador sin el cual me hubiera sido muy difícil redactar la tesis.

A Luis Ojeda, Juan Carlos Chueca, David Fabra por la profesionalidad, rapidez y efectividad demostradas en todo momento, para resolver diversos problemas que han ido ocurriendo durante el desarrollo de las tareas experimentales.

A Pilar Ezquerra, Olga Cebolla, Macarena Esteban y Marisol Martín por su disposición y profesionalidad en la resolución de los trámites burocráticos.

A Javier Ballester y Norberto Fueyo por el entusiasmo y la amabilidad con que me han tratado siempre.

A mis padres y hermanos (en Benin), a pesar de la distancia que nos separa, por sus consejos, su apoyo y su confianza en mí en todo momento.

A mi gran familia Española (Haydée de los Ángeles, Félix, Cristina M., Irene, Mario, Yolanda, Nerea, Celia, José Luis, Eva, David, Macarena, Juan, Leyre, Alba, Marisol, Cristina G., Carlos, Alejandro, Miguel, Ana, Eduardo, Miguel Junior, Nuria, Ernesto, Julia, Marc, Mari Cruz, Kafui, Diego, Daniel, Manuel H.), por su cariño, su generosidad y por soportarme durante todo este tiempo.

A mis amigos (Rodolphe, Gilbert, Sina, René, Hortensia, Orlina, María del Prado, Gemma, Moussa, Adamou, Luis Manuel, Antonio, Ana S., Ana C., J. Luís L., Christian, Clarisa, Ruth, Alodia, Eva) con quienes comparto momentos de diversión, ideas, inquietudes, etc. A todos, muchas gracias!

Al profesor Jesús Atencia de la Facultad de Ciencias (Universidad de Zaragoza) por el estudio del desplazamiento de la superficie sólida del transductor piezoeléctrico mediante la técnica de interferometría de speckle.

Al profesor Julio Soria de la Universidad de Monash (Australia) por facilitarme el software de análisis de PIV (CCDPIV).

A los profesores Manuel Lozano, Xavier Jordà y sus colaboradores del Centro Nacional de Microelectrónica (Barcelona) del Consejo Superior de Investigaciones Científicas por el diseño y construcción del sistema de excitación por pulsos para la caracterización de resonadores piezoeléctricos utilizados en la atomización ultrasónica.

A la Agencia Española de Cooperación Internacional (AECI) por su ayuda económica a través de una beca de doctorado durante 4 años.

"No existen conocimientos más elevados o más bajos,  
sino un conocimiento único que emana de la experimentación."

*Leonardo da Vinci*



## RESUMEN

El presente trabajo consiste en un estudio experimental para profundizar los conocimientos sobre las características y los mecanismos físicos de la atomización ultrasónica de líquidos cuando éstos están excitados con ondas cuya frecuencia de oscilación está en el rango de MHz. Las condiciones experimentales se han elegido para tratar de obtener aerosoles que se ajusten a los requisitos exigidos para su uso en el tratamiento de enfermedades respiratorias a través de nebulizadores para dosificación y administración de fármacos por inhalación. La información disponible para estas condiciones específicas era, previamente a este trabajo, muy escasa.

En los experimentos, se ha empleado un transductor PZT de 1,668 MHz de frecuencia de resonancia y se han atomizado pequeñas cantidades de agua (~ 0.5 ml). Por vez primera, en algunos experimentos se ha observado la evolución temporal del proceso. Las gotas generadas son finas y sus tamaños están en el orden de algunas micras. La visualización de los fenómenos que tienen lugar durante el proceso de atomización se ha llevado a cabo registrando imágenes con un alto aumento, y empleando la técnica de Fluorescencia Planar Inducida por Láser (PLIF). Se han

utilizado lentes apropiadas que han permitido obtener una resolución alta a una distancia considerable del flujo de líquido atomizado. Se han medido y calculado las distribuciones de tamaños de gotas con un difractor Malvern. También se ha medido la velocidad de desprendimiento de las gotas empleando la técnica de Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV). En las etapas finales, una vez que se ha consumido la mayor parte de la cantidad de agua depositada sobre el transductor ultrasónico, se observa un cambio evidente en las características de la atomización, con la aparición de un segundo pico de gotas de mayor tamaño en las curvas de distribución de tamaño de gotas.

Aunque los resultados obtenidos no son concluyentes, parece que bajo las condiciones de este estudio, algunas observaciones acerca de la formación de las gotas se describen mejor por el fenómeno de la cavitación que por la teoría de las ondas superficiales que se suele invocar para explicar estos procesos de la atomización ultrasónica.

Por otra parte, se expone el diseño y la construcción de un sistema electrónico de excitación pulsada de transductores, desarrollado en colaboración con el Centro Nacional de Microelectrónica. Consiste en una fuente sintonizable que permite excitar los transductores con los parámetros óptimos para la atomización ultrasónica, que trabaja en rangos de frecuencia y potencia de excitación inusuales en dispositivos similares disponibles en el mercado. El objetivo es mejorar la eficiencia de funcionamiento y alargar la vida útil de los discos piezocerámicos. Las prestaciones de este sistema de excitación pulsada, en cuanto a generación de gotas microscópicas, son mejores en comparación con otros sistemas de excitación estándares.

Las características de los aerosoles obtenidos son compatibles con los parámetros requeridos para aplicaciones de aerosolterapia, aunque la investigación debe continuarse para tratar de disminuir la potencia necesaria para la atomización.

Como complemento se ha estudiado también un sistema alternativo de atomización asistida por aire como método clásico de generación de gotas microscópicas. Los resultados de los ensayos realizados (Anexo 1) con esta boquilla son prometedores, aunque no parecen mejorar los obtenidos mediante atomización ultrasónica.

**ABSTRACT**

The experimental study described in this Thesis has been performed to improve the understanding of the characteristics and physical mechanisms of ultrasonic atomization of liquids when these are excited with waves in the MHz frequency range. The experimental conditions were selected in order to obtain aerosols that are adjusted to the requirements demanded in the treatment of respiratory diseases through nebulizers for drug dosage and administration by inhalation. The available information for these specific conditions was, previous to this work, very limited.

In the experiments, a PZT transducer of 1,668 MHz of resonance frequency was used and small quantities were atomized (~ 0.5 ml). For first time, in some experiments the temporal evolution of the process has been analysed. The generated drops are fine and their sizes are in the order of some microns. Visualization of the phenomena that take place during the atomization process has been carried out acquiring images with a very high magnification, and using the Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF) technique. Appropriate lenses were used to enable high resolution at a considerable distance from the atomized liquid flow. Droplet size distributions

were also measured and calculated with a Malvern diffractometer. Droplet exit velocity was measured using Particle Image Velocimetry (PIV) technique. In the final stages, when most of the water volume deposited on the ultrasonic transducer has been atomized, an evident change is observed in the atomization characteristics, with the appearance of a second peak of larger droplets in the curves of droplet size distribution.

Although the obtained results are not conclusive, it seems that, under the conditions of this study, some observations about droplet formation are better described by cavitation phenomena rather than by surface wave theory usually invoked to explain these processes of ultrasonic atomization.

Additionally the design and construction of a pulsed electronic transducer excitation system are described. This equipment has been developed in collaboration with the Microelectronics National Center of the Spanish National Research Council. It is a tuneable source that allows excitation of the transducers with the optimum parameters for ultrasonic atomization, in ranges of unusually high frequencies and powers, not achieved in similar devices available in the market. The objective of such design is to improve the operation efficiency and to increase the useful life of the piezoceramic disks. The benefits of this pulsed excitation system, as for microscopic droplet generation, are superior in comparison to other standard forcing circuits.

The characteristics of the obtained aerosols are compatible with those required for aerosoltherapy applications, although the investigation should be continued to try to reduce the required power to produce the atomization.

As an annex, an alternative air-assisted atomization system has also been studied, as a classic method to generate microscopic droplets. Test results achieved with this nozzle (Annex 1) are promising, although they do not seem to improve those obtained by means of ultrasonic atomization.

---

**ÍNDICE**

<b>RESUMEN.....</b>	<b>i</b>
<b>ABSTRACT.....</b>	<b>iii</b>
<b>ÍNDICE.....</b>	<b>v</b>
<b>LISTA DE TABLAS.....</b>	<b>xi</b>
<b>LISTA DE FIGURAS.....</b>	<b>xiii</b>
<b>NOMENCLATURA.....</b>	<b>xxi</b>
<b>CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN GENERAL.....</b>	<b>1</b>
<b>1.1 – Motivaciones.....</b>	<b>1</b>
<b>1.2 - Objetivos de la Tesis.....</b>	<b>5</b>
<b>1.3 - Estructura de la Tesis.....</b>	<b>7</b>
<b>CAPÍTULO 2: HISTORIA DE LA ATOMIZACIÓN ULTRASÓNICA.....</b>	<b>9</b>
<b>2.1 - Origen de la atomización ultrasónica.....</b>	<b>9</b>
<b>2.2 - Mecanismos físicos de la atomización ultrasónica. Cavitación vs. Ondas capilares.....</b>	<b>10</b>
<b>2.3 - Ondas superficiales. Análisis de la estabilidad bidimensional del problema.....</b>	<b>26</b>
<b>2.3.1 - Formulación matemática del problema.....</b>	<b>28</b>
<b>2.3.2 - Resolución del problema.....</b>	<b>29</b>
<b>2.3.3 - Análisis de los principales resultados del problema simplificado.....</b>	<b>32</b>
<b>2.4 - Dispositivos de atomización ultrasónica.....</b>	<b>35</b>
<b>2.4.1 - Atomización de volúmenes líquidos grandes.....</b>	<b>37</b>

2.4.2 - Atomización de chorros líquidos.....	38
2.4.3 - Atomización de láminas líquidas de pequeño espesor.....	40
2.5 - Aplicaciones de la atomización ultrasónica.....	41
2.5.1 - Aplicaciones médicas.....	41
2.5.2 - Aplicaciones en el campo de la combustión.....	42
2.5.3 - Producción de polvos metálicos finos y recubrimientos de superficies.....	43
2.5.4 - Secado de materiales.....	44
2.5.5 - Aplicaciones agrícolas.....	45
2.5.6 - Acondicionamiento del aire.....	45
2.6 - Conclusiones parciales.....	46
<b>CAPÍTULO 3: GENERACIÓN DE ONDAS ULTRASÓNICAS.....</b>	<b>47</b>
3.1 - Introducción.....	47
3.2 - Antecedentes históricos.....	48
3.3 - Aplicaciones de los ultrasonidos.....	50
3.4 - Fundamentos físicos de la piezoelectricidad.....	51
3.4.1 - Efecto Piezoeléctrico.....	51
3.4.2 - Ecuaciones piezoeléctricas.....	52
3.4.3 - Materiales piezoeléctricos.....	56
3.4.4 - Funcionamiento básico de un material piezoeléctrico.....	59
3.4.5 - Transductores piezoeléctricos.....	61
3.4.6 - Comportamiento dinámico de un transductor piezocerámico.....	62
3.4.7 - Aplicaciones generales de la piezoelectricidad.....	64
3.5 - Características del transductor utilizado en los experimentos.....	65
3.6 - Modo de vibración del transductor “PZT”.....	67

---

3.7 – Conclusiones parciales.....	74
<b>CAPÍTULO 4: EXPERIMENTOS DE VISUALIZACIÓN CON ALIMENTACIÓN</b>	
<b>CONTINUA.....</b>	<b>75</b>
4.1 – Introducción.....	75
4.2 - Técnica experimental: Fluorescencia Planar inducida por Láser (PLIF).....	76
4.2.1 - Descripción.....	76
4.2.2 - Propiedades del trazador molecular utilizado: Sulforhodamina B.....	77
4.3 - Descripción del montaje experimental.....	78
4.3.1 - Sistema de iluminación.....	78
4.3.1.1 - Láser Nd:YAG.....	79
4.3.1.2 - Óptica de formación de plano de iluminación.....	79
4.3.1.3 - Obturador mecánico.....	80
4.3.2 - Sistema de adquisición.....	80
4.3.2.1 - Cámara.....	80
4.3.2.2 - Óptica de recolección de luz.....	81
4.3.3 - Sistema de atomización.....	83
4.3.3.1 - Fuente de alimentación eléctrica.....	83
4.3.3.2 - Generador de ondas.....	83
4.3.3.3 - Transductor piezoeléctrico.....	84
4.4 - Descripción de los experimentos de visualización.....	84
4.5 - Resultados experimentales.....	86
4.6 – Conclusiones parciales.....	95
<b>CAPÍTULO 5: EXPERIMENTOS DE DIFRACTOMETRÍA.....</b>	<b>97</b>
5.1 - Introducción.....	97

<b>5.2 - Métodos y materiales para la determinación de tamaños de gotas.....</b>	<b>98</b>
<b>5.3 - Distribución de tamaño de partículas: conceptos fundamentales.....</b>	<b>106</b>
<b>5.3.1 - Parámetros estadísticos de la distribución.....</b>	<b>110</b>
<b>5.3.2 - Transformación del tipo de distribución estadística.....</b>	<b>112</b>
<b>5.3.3 - Errores de medida por difracción múltiple y por vignetting (viñeteado)..</b>	<b>113</b>
<b>5.4 - Experimentos de difracción.....</b>	<b>115</b>
<b>5.4.1 - Descripción de los experimentos.....</b>	<b>116</b>
<b>5.4.2 - Resultados experimentales de medida de tamaños de gotas.....</b>	<b>117</b>
<b>5.5 - Conclusiones parciales.....</b>	<b>129</b>
<b>CAPÍTULO 6: EXPERIMENTOS DE VELOCIMETRÍA.....</b>	<b>131</b>
<b>6.1 - Introducción.....</b>	<b>131</b>
<b>6.2 - Antecedentes históricos.....</b>	<b>132</b>
<b>6.3 - Principios básicos de la técnica de medida.....</b>	<b>134</b>
<b>6.3.1 - Modos de operación en dependencia de la concentración de partículas..</b>	<b>135</b>
<b>6.3.2 - Sistemas componentes de la técnica de PIV.....</b>	<b>137</b>
<b>6.3.2.1 - Sistema de sembrado de partículas en el flujo.....</b>	<b>137</b>
<b>6.3.2.2 - Sistema de iluminación.....</b>	<b>139</b>
<b>6.3.2.3 - Sistema de sincronización.....</b>	<b>141</b>
<b>6.3.2.4 - Sistema de registro de las imágenes.....</b>	<b>141</b>
<b>6.3.2.5 - Sistema de interrogación y análisis de las imágenes.....</b>	<b>142</b>
<b>6.3.3 - Precisión y Errores en las Medidas.....</b>	<b>145</b>
<b>6.4 - Experimentos de velocimetría.....</b>	<b>147</b>
<b>6.4.1 - Montaje experimental.....</b>	<b>147</b>
<b>6.4.1.1 - Láser.....</b>	<b>148</b>

---

6.4.1.2 – Cámara.....	149
6.4.1.3 – Sincronizador.....	150
6.4.1.4 - Sembrado.....	150
6.4.1.5 - Procesado de las imágenes.....	150
6.4.2 - Descripción de los experimentos.....	151
6.4.3 - Resultados obtenidos.....	152
6.5 – Conclusiones parciales.....	169
<b>CAPÍTULO 7: SISTEMA DE EXCITACIÓN PULSADA PARA LA</b>	
<b>ATOMIZACIÓN ULTRASÓNICA.....</b>	<b>171</b>
7.1 - Introducción.....	171
7.2 - Características eléctricas del resonador.....	172
7.2.1 - Circuito equivalente.....	172
7.2.2 - Relaciones electromecánicas.....	175
7.3 - Diseño del sistema de excitación.....	175
7.3.1 - Objetivos.....	175
7.3.2 - Partes fundamentales.....	176
7.3.2.1 - Etapa de potencia.....	176
7.3.2.2 - Etapa de control.....	179
7.3.2.3 - Etapa de alimentación.....	182
7.4 - Resultados experimentales.....	182
7.4.1 - Resultados eléctricos.....	182
7.4.2 - Medidas del tamaño de gota.....	184
7.5 - Conclusiones parciales.....	200

<b>CAPÍTULO 8: CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES.....</b>	<b>203</b>
<b>8.1 - Conclusiones.....</b>	<b>203</b>
<b>8.1.1 - Generación de ondas ultrasónicas.....</b>	<b>204</b>
<b>8.1.2 - Experimentos de visualización.....</b>	<b>204</b>
<b>8.1.3 - Experimentos de difracción.....</b>	<b>205</b>
<b>8.1.4 - Experimentos de velocimetría.....</b>	<b>206</b>
<b>8.1.5 - Sistema de excitación pulsada.....</b>	<b>207</b>
<b>8.2 - Recomendaciones.....</b>	<b>209</b>
<b>ANEXOS.....</b>	<b>211</b>
<b>Anexo I: Diseño y construcción de un sistema mecánico de atomización         asistida por aire para generar gotas microscópicas.....</b>	<b>213</b>
<b>Anexo II: Trabajos presentados en congresos.....</b>	<b>229</b>
<b>Anexo III: Artículos publicados en revistas científicas.....</b>	<b>257</b>
<b>REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....</b>	<b>289</b>

**LISTA DE TABLAS**

<b>CAPÍTULO 3: GENERACIÓN DE ONDAS ULTRASÓNICAS.....</b>	<b>47</b>
<b>Tabla 3.1 - Propiedades electromecánicas del transductor PZT.....</b>	<b>66</b>
<b>Tabla 3.2: Frecuencias relativas de una membrana circular.....</b>	<b>70</b>
<b>CAPÍTULO 4: EXPERIMENTOS DE VISUALIZACIÓN CON ALIMENTACIÓN CONTINUA.....</b>	<b>75</b>
<b>Tabla 4.1: Especificaciones del microscopio de larga distancia Qm-1.....</b>	<b>81</b>
<b>CAPÍTULO 5: EXPERIMENTOS DE DIFRACTOMETRÍA.....</b>	<b>97</b>
<b>Tabla 5.1: Clases de tamaños de gotas para la lente de 300F.....</b>	<b>102</b>
<b>Tabla 5.2: Rango de N según el modelo de distribución de tamaños de gotas.....</b>	<b>105</b>

**Tabla 5.3:** Fichero de datos y resultados de una medición por difracción láser..113

**CAPÍTULO 7: SISTEMA DE EXCITACIÓN PULSADA PARA LA  
ATOMIZACIÓN ULTRASÓNICA.....171**

**Tabla 7.1:** Parámetros del circuito equivalente del resonador piezoeléctrico estudiado.....174

**ANEXO I: DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN SISTEMA MECÁNICO DE  
ATOMIZACIÓN ASISTIDA POR AIRE PARA GENERAR  
GOTAS MICROSCÓPICAS.....213**

**Tabla 1:** Tamaños de gota obtenidos con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de barra cilíndrica, en función de la presión del flujo de aire.....219

**Tabla 2:** Tamaños de gota obtenidos con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de bola esférica, en función de la presión del flujo de aire.....220

**Tabla 3:** Variación de flujo volumétrico de aire necesario para la atomización en función de la presión, obtenido con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de bola esférica.....222

**Tabla 4:** Datos de cálculo del flujo volumétrico de agua atomizada en función de la presión del flujo de aire, obtenidos con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de bola esférica.....223

**Tabla 5:** Variación de la velocidad del aire necesario para la atomización en función de la presión, obtenida con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de bola esférica.....224

---

**LISTA DE FIGURAS****CAPÍTULO 2: HISTORIA DE LA ATOMIZACIÓN ULTRASÓNICA.....9**

- Figura 2.1:** Representación simbólica de la inestabilidad de las ondas de superficie (adaptada de Drews, 1979).....**13**
- Figura 2.2:** Lámina líquida sobre la superficie activa de un transductor ultrasónico en vibración (adaptada de Peskin y Raco, 1963).....**27**
- Figura 2.3:** Variación de  $\mu$  en función de  $\alpha_2$  (tomada de Peskin y Raco, 1963).....**31**
- Figura 2.4:** Dispositivo de atomización de grandes volúmenes líquidos (adaptada de Brown y Goodman, 1965).....**37**
- Figura 2.5:** Atomizador ultrasónico de onda estacionaria (adaptada de Bendig, 1988).....**39**
- Figura 2.6:** Principio de atomización ultrasónica por ondas estacionarias (adaptada de Bendig, 1988).....**40**

**CAPÍTULO 3: GENERACIÓN DE ONDAS ULTRASÓNICAS.....47**

**Figura 3.1:** Parámetros empleados para las ecuaciones piezoeléctricas.....52

**Figura 3.2:** Convenio para los índices que indican las direcciones en un material piezoeléctrico.....55

**Figura 3.3:** Efectos de un esfuerzo mecánico T en diferentes moléculas según su simetría.....57

**Figura 3.4:** Momento eléctrico dipolar en los dominios Weiss. **a:** Antes de que haya polarización. **b:** Durante la polarización. **c:** Después de la producirse la polarización.....58

**Figura 3.5:** Efecto piezoeléctrico en un material piezoeléctrico cilíndrico.....60

**Figura 3.6:** Diagrama del circuito equivalente de un transductor piezocerámico.....63

**Figura 3.7:** Modos de vibración de una membrana circular fija en el borde (tomada de Kinsler *et al.*, 1982).....70

**Figura 3.8:** Imágenes de la superficie sólida del transductor sometida a vibraciones transversales. Los voltajes de excitación de la membrana son respectivamente: **a)** 20 V; **b)** 30 V; **c)** 40 V y **d)** 45 V.....73

**CAPÍTULO 4: EXPERIMENTOS DE VISUALIZACIÓN CON ALIMENTACIÓN CONTINUA.....75**

**Figura 4.1:** Espectro de absorción de la sulforhodamina B.....78

**Figura 4.2:** Montaje experimental para la visualización.....79

**Figura 4.3:** Microscopio de larga listancia Questar Qm-1. **(a)** : Vista general exterior. **(b)** : Corte longitudinal.....82

**Figura 4.4:** Circuito eléctrico del generador ultrasónico de ondas.....83

**Figura 4.5:** Imagen del disco piezocerámico utilizado en los experimentos.....84

<b>Figura 4.6:</b> Croquis indicativo de la localización de las zonas visualizadas en las imágenes.....	<b>85</b>
<b>Figura 4.7:</b> Vista superior de las ondas superficiales en la entrefase.....	<b>86</b>
<b>Figura 4.8:</b> Forma cónica del volumen líquido perturbado. Voltaje de excitación: <b>a)</b> 31 V y <b>b)</b> 33 V.....	<b>87</b>
<b>Figura 4.9:</b> Desprendimiento del vértice del cono.....	<b>88</b>
<b>Figura 4.10:</b> Imagen detallada de la parte superior del cono.....	<b>88</b>
<b>Figura 4.11:</b> Característica típica de la atomización a alto voltaje (33 V).....	<b>89</b>
<b>Figura 4.12:</b> Perturbaciones superficiales a diferentes voltajes. <b>a)</b> 27,5 V, <b>b)</b> 30 V y <b>c)</b> 35 V.....	<b>90</b>
<b>Figura 4.13:</b> Vista simultánea de la entrefase líquido-aire y las gotas atomizadas.....	<b>91</b>
<b>Figura 4.14:</b> Red de ondas superficiales excitadas con voltaje de 30 V.....	<b>92</b>
<b>Figura 4.15:</b> Visualización de burbujas y gotas.....	<b>93</b>
<b>Figura 4.16:</b> Características de la atomización para un voltaje de 30 V al descender el nivel de líquido sobre el transductor.....	<b>94</b>
<b>Figura 4.17:</b> Variación del flujo volumétrico en función del voltaje de excitación.....	<b>95</b>
<b>CAPÍTULO 5: EXPERIMENTOS DE DIFRACTOMETRÍA.....</b>	<b>97</b>
<b>Figura 5.1:</b> Configuración básica del difractor Malvern Mastersizer S.....	<b>100</b>
<b>Figura 5.2:</b> Fenómeno de vignetting y distancia de enfoque (A).....	<b>115</b>
<b>Figura 5.3:</b> Fotografía de la región de medida en el montaje experimental.....	<b>117</b>
<b>Figura 5.4:</b> Variación temporal de la distribución de tamaño de gotas, manteniendo un volumen fijo de agua. El voltaje de excitación del transductor es 32.5 V. El eje de las abscisas está expresada en escala logarítmica.....	<b>118</b>
<b>Figura 5.5:</b> Evolución temporal de la distribución de tamaño de gota para la atomización de una pequeña cantidad fija de agua depositada inicialmente	

sobre el transductor. Los voltajes de excitación del transductor son: <b>a y b:</b> 35 V; <b>c y d:</b> 40 V; <b>e y f:</b> 42.5 V; <b>g y h:</b> 45 V.....	<b>120-123</b>
<b>Figura 5.6:</b> Variación de la distribución de tamaño de gota en función del voltaje de excitación.....	<b>124</b>
<b>Figura 5.7:</b> Variación de los diámetros $D_{30}$ y $D_{10}$ y de los percentiles $D_{v0,1}$ y $D_{v0,5}$ en función del voltaje de excitación.....	<b>126</b>
<b>Figura 5.8:</b> Evolución temporal de los parámetros estadísticos de la figura 5.7 en la atomización de una cantidad fija de agua inicialmente colocada sobre el transductor, para un voltaje de excitación de 42,5 V.....	<b>126</b>
<b>Figura 5.9:</b> Evolución temporal de los parámetros estadísticos de la figura 5.7 en la atomización de una cantidad fija de agua inicialmente colocada sobre el transductor, para un voltaje de excitación de 45 V.....	<b>127</b>
<b>Figura 5.10:</b> Fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a 5 $\mu\text{m}$ en función del voltaje de excitación para una atomización estacionaria.....	<b>128</b>
<b>Figura 5.11:</b> Evolución temporal de la fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a 5 $\mu\text{m}$ manteniendo un voltaje de excitación constante de 40 V.....	<b>129</b>
 <b>CAPÍTULO 6: EXPERIMENTOS DE VELOCIMETRÍA.....</b>	 <b>131</b>
 <b>Figura 6.1:</b> Esquema para PIV empleando imágenes digitalizadas.....	 <b>146</b>
<b>Figura 6.2:</b> Montaje experimental de PIV.....	<b>148</b>
<b>Figura 6.3:</b> Cámara CCD modelo SensiCam.....	<b>149</b>
<b>Figura 6.4:</b> Diagrama indicativo de la localización de la zona donde se realizaron las medidas de velocidad.....	<b>152</b>
<b>Figura 6.5 a-b-c:</b> Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas por PIV correspondientes a un voltaje de excitación de 22,5 V.....	<b>153-154</b>
<b>Figura 6.6 a-b:</b> Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 22,5 V...	<b>156</b>

- Figura 6.7 a-b:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 25 V.....**157**
- Figura 6.8 a-b:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 30 V.....**158**
- Figura 6.9 a-b:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 32,5 V...**159**
- Figura 6.10 a-b:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 35 V.....**160**
- Figura 6.11 a-b:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 37,5 V...**161**
- Figura 6.12 a-b-c-d:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 40 V.....**162-163**
- Figura 6.13 a-b:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 42,5 V...**164**
- Figura 6.14 a-b-c-d:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 45 V.....**165-166**
- Figura 6.15:** Variación de las velocidades de las gotas en función del voltaje de excitación. Med.Vmax es el valor promedio de las velocidades máximas y Max.Vmax es el valor máximo absoluto de todas las velocidades máximas; ambas obtenidas de un grupo de imágenes correspondientes a un mismo voltaje de excitación.....**168**

---

<b>CAPÍTULO 7: SISTEMA DE EXCITACIÓN PULSADA PARA LA ATOMIZACIÓN ULTRASÓNICA.....</b>	<b>171</b>
<b>Figura 7.1:</b> Gráfica de la respuesta en frecuencia de un resonador piezoeléctrico PZT alrededor de la frecuencia de resonancia de 1,668 MHz, obtenida con un analizador de espectros.....	<b>173</b>
<b>Figura 7.2:</b> Circuito equivalente del resonador piezoeléctrico alrededor de su frecuencia propia de resonancia nominal.....	<b>173</b>
<b>Figura 7.3:</b> Circuito equivalente del resonador piezoeléctrico cuando se toman en cuenta tres frecuencias propias de resonancia.....	<b>174</b>
<b>Figura 7.4:</b> Esquema básico de un puente completo con transistores MOSFET.....	<b>177</b>
<b>Figura 7.5:</b> Fotografía del panel frontal del sistema de excitación de resonadores piezoeléctricos con el transductor PZT de 1,668 MHz conectado a la salida.....	<b>181</b>
<b>Figura 7.6:</b> Formas de onda con una carga R-L-C pura, reproduciendo el circuito equivalente del resonador piezoeléctrico de 1,668 MHz.....	<b>183</b>
<b>Figura 7.7:</b> Formas de onda de tensión y corriente del resonador piezoeléctrico de 1,668 MHz conectado a la salida del equipo de prueba.....	<b>183</b>
<b>Figura 7.8:</b> Fotografía del equipo de excitación de resonadores piezoeléctricos, integrado en un sistema de medida de tamaño de gota por difracción láser.....	<b>185</b>
<b>Figura 7.9:</b> Distribución volumétrica de tamaños de gotas generadas por el UAC excitado con un voltaje de entrada de 10 V. <b>a)</b> representación en 3 dimensiones (3D), <b>b)</b> representación en 2 dimensiones (2D).....	<b>186</b>
<b>Figura 7.10:</b> Nube de gotas generadas por el transductor piezocerámico excitado con el sistema pulsado UAC.....	<b>187</b>
<b>Figura 7.11:</b> Curvas de distribución volumétrica de tamaños de gotas generadas con el nuevo sistema de excitación. <b>a)</b> representación 3D, <b>b)</b> representación 2D.....	<b>188</b>

---

<b>Figura 7.12:</b> Variación del diámetro medio volumétrico $D_{30}$ en función del voltaje de excitación del UAC.....	<b>189</b>
<b>Figura 7.13:</b> Evolución temporal de la distribución de tamaño de gotas generadas por la atomización de una pequeña cantidad fija de agua utilizando el UAC y excitando el transductor con un voltaje de 30 V.....	<b>191</b>
<b>Figura 7.14:</b> Evolución temporal de la distribución de tamaño de gotas generadas por la atomización de una pequeña cantidad fija de agua utilizando el UAC y excitando el transductor con un voltaje de 42,5 V.....	<b>192</b>
<b>Figura 7.15:</b> Comparación del diámetro medio volumétrico ( $D_{30}$ ) entre los dos sistemas de excitación: el empleado en el humidificador y el diseñado (Ultrasonic Atomizer Controller).....	<b>193</b>
<b>Figura 7.16:</b> Variación de los diámetros $D_{30}$ y $D_{10}$ y de los percentiles $D_{v0,1}$ y $D_{v0,5}$ en función del voltaje de excitación del UAC.....	<b>194</b>
<b>Figura 7.17:</b> Fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a 5 $\mu\text{m}$ como función del voltaje de excitación en una atomización estacionaria con el UAC.....	<b>194</b>
<b>Figura 7.18:</b> Variación del flujo volumétrico en función del voltaje de excitación del UAC.....	<b>195</b>
<b>Figura 7.19:</b> Estudio comparativo de los modos de excitación (continua y pulsada) analizando el umbral de atomización y el flujo volumétrico de líquido atomizado en función del voltaje.....	<b>196</b>
<b>Figura 7.20:</b> Intensidad de corriente y potencia necesarias para la atomización en función del voltaje de excitación. Se comparan los dos modos de excitación utilizado en este estudio.....	<b>197</b>
<b>Figura 7.21:</b> Energía necesaria para atomizar 1 ml de agua en función del voltaje de excitación. Se comparan los dos modos de excitación utilizado en este estudio.....	<b>198</b>

---

**ANEXO I: DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN SISTEMA MECÁNICO DE ATOMIZACIÓN ASISTIDA POR AIRE PARA GENERAR GOTAS MICROSCÓPICAS.....213**

- Figura 1:** Piezas de la boquilla nebulizadora para usos médicos en tratamiento de enfermedades broncopulmonares. Todas las medidas están en milímetros. El material utilizado para el mecanizado de las piezas es latón.....**216**
- Figura 2:** Dispositivo de atomización conectado a un compresor.....**218**
- Figura 3:** Variación de los tamaños de gota obtenidos con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de barra cilíndrica, en función de la presión del flujo de aire.....**220**
- Figura 4:** Fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a 5  $\mu\text{m}$  en función de la presión de aire utilizando el impactor de barra cilíndrica en el dispositivo de atomización asistido por aire.....**221**
- Figura 5:** Variación de los tamaños de gota obtenidos con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de bola esférica, en función de la presión del flujo de aire. ....**221**
- Figura 6:** Fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a 5  $\mu\text{m}$  en función de la presión de aire utilizando el impactor de bola esférica en el dispositivo de atomización asistido por aire.....**222**
- Figura 7:** Variación de flujo volumétrico de aire necesario para la atomización en función de la presión, utilizando el impactor de bola esférica en el dispositivo de atomización asistido por aire.....**223**
- Figura 8:** Variación del flujo volumétrico de agua atomizada en función de la presión de aire. El proceso de atomización se ha llevado a cabo utilizando el impactor de bola esférica en el dispositivo de atomización asistido por aire.....**224**
- Figura 9:** Variación de la velocidad máxima de salida del chorro de aire en función de la presión de aire obtenida con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de bola esférica.....**225**

**NOMENCLATURA****ALFABETO LATINO**

- a      radio del disco (o membrana) transductor piezoeléctrico [m] / amplitud de oscilación de la fuerza inercial en el tiempo  $t$  [m] / constante experimental
- $a_0$     amplitud inicial del movimiento vibratorio de la superficie del transductor [m]
- A      distancia de enfoque [m] / área de superficie [m<sup>2</sup>]
- $A_0$     constante
- $A_1$     constante
- $A_{i,j}$    matriz de dispersión
- b      longitud activa del haz láser [m] / constante experimental
- B      medida de la radiación de fondo
- c      posición del centroide de las imágenes [m] / constante experimental

$c^E$	módulo de elasticidad o de rigidez [ $N.m^{-2}$ ]
C	capacidad de una rama R-L-C [F]
CARS	Coherent Anti-Stokes Raman Scattering
CCD	Charge Coupled Device
$C_e$	capacidad existente entre los electrodos [F]
$C_m$	capacidad del circuito mecánico [F]
$C_0$	capacidad estática [F]
$c_s$	velocidad de propagación de las ondas de superficie [m/s]
CFC	Compuestos Fluoro-carbonados
CFD	Computational Fluid Dynamics
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Silicon
CNM	Centro Nacional de Microelectrónica
CSIC	Consejo Superior de Investigaciones Científicas
d	diámetro (o tamaño) de gota [m] / coeficiente piezoeléctrico de carga o constante piezoeléctrica [C/N]
$d_i$	diámetro promedio correspondiente a la clase de tamaño “i” [m]
$d_\tau$	diámetro de la imagen en experimentos de PIV [m]
D	diámetro de gotas [m] / dato resultante de la medición por difracción
$\vec{D}$	vector desplazamiento
$D_{x0,5}$	tamaño mediano de la distribución [m]
$D_{v0,1}$	Percentil de 10% - tamaño de partículas por debajo del cual se encuentra 10% del volumen de líquido atomizado [m]
$D_{v0,5}$	Percentil de 50% - tamaño de partículas por debajo del cual se encuentra 50% del volumen de líquido atomizado [m]
$D_{v0,9}$	Percentil de 90% - tamaño de partículas por debajo del cual se encuentra 90% del volumen de líquido atomizado [m]

---

$D_h$	diámetro medio de las gotas [m]
$D_{10}$	diámetro medio aritmético [m]
$D_{30}$	diámetro medio volumétrico [m]
$e$	coeficiente piezoeléctrico de esfuerzo [ $N.V^{-1}.m^{-1}$ ]
$E$	tensión de salida del puente de transistores MOSFET / energía superficial [J]
$\vec{E}$	vector campo eléctrico
$f$	frecuencia de excitación (o de trabajo) del transductor [Hz]
$f_s$	frecuencia de las ondas superficiales [Hz]
$F$	fuerza [N] / frecuencia de excitación del transductor [Hz]
$F_c$	frecuencia de oscilación del circuito equivalente [Hz]
$g$	aceleración de la gravedad [ $m/s^2$ ] / coeficiente piezoeléctrico de tensión [ $V.m/N$ ]
$g_0$	amplitud de la fuerza de excitación por unidad de masa [N/kg]
$g(t)$	fuerza de excitación por unidad de masa [N/kg]
$h$	espesor de lámina líquida [m]
$i$	clase de tamaño
$I$	intensidad de la corriente entregada al sistema de excitación [A]
$k$	coeficiente de acoplamiento electromecánico / constante experimental
$k_0$	constante de proporcionalidad
$k_s$	número de ondas de superficie [ $1/m$ ]
$L$	inductancia [H]
LDV	Laser Doppler Velocimetry
$L_b$	medida de la radiación de fondo
$L_j$	vector que representa el dato obtenido de la medición de tamaño de partículas
$L_m$	inductancia del circuito mecánico [H]

$L_s$	intensidad de la luz medida en el detector central cuando el haz láser atraviesa el volumen de medida
$m$	número de líneas nodales radiales / constante
$M$	aumento
MMD	Diámetro Mediano Másico (o Mass Median Diameter) [m]
MOS	Metal-Oxide-Semiconductor
MOSFET	Metal-Oxide-Semiconductor (MOS) Field Effect Transistor (FET).
$n$	cantidad de barridos que componen un experimento de medida / número de círculos nodales azimutales.
$N$	cantidad de curvas de distribución de tamaño de gotas promediadas durante un barrido / Número de gotas / ancho de una distribución
$O_b$	obscuración del láser (%)
$p$	presión [Pa]
$P$	potencia total ultrasónica entregada al sistema de excitación [W] / potencia necesaria para atomizar un flujo volúmetrico [W]
$\vec{P}$	vector polarización
PSPICE	Versión de SPICE (Simulation Program with Integrated Circuits Emphasis) para ordenadores personales.
PZT	circonato-titanato de plomo
PIV	Particle Image Velocimetry – Velocimetría por Imágenes de Partículas
PLIF	Planar Laser Induced Fluorescence – Fluorescencia Planar Inducida por Láser
PDPA	Phase Doppler Particle Analysis / Phase Doppler Particle Anemometry
$Q$	caudal (o flujo volúmetrico) de líquido atomizado [ $m^3/s$ ]
$r$	radio [m]
$R_d$	resistencia que representa las pérdidas dieléctricas en el transductor [ $\Omega$ ]
$R_i$	vector que representa el resultado obtenido de la medición de tamaño de partículas
$R_m$	resistencia mecánica de fricción [ $\Omega$ ]

---

$R_r$	resistencia de radiación [ $\Omega$ ]
$s$	constante de elasticidad [ $N^{-1} \cdot m^2$ ].
$s^E$	constante de elasticidad (o compliancia) a campo constante [ $N^{-1} \cdot m^2$ ]
$S$	energía total dispersada por el volumen de medida / magnitud de la deformación sufrida por un cuerpo elástico
SMD	Sauter Mean Diameter [m]
$t$	tiempo [s]
$T$	esfuerzo [Pa] / tiempo de duración de un barrido experimental [s]
$u$	velocidad en la dirección x [m/s]
$u_{max}$	velocidad máxima de las partículas
$U$	voltaje de excitación (V)
UAC	Ultrasonic Atomizer Controller
$v$	velocidad en la dirección [m/s]
$V$	posición vertical / volumen líquido atomizado [ $m^3$ ]
$V_{cc}$	nivel alto de voltaje de la señal de salida del circuito integrado “timer 555”
VDMOS	Vertical Double-diffused Metal-Oxide-Semiconductor
$V_{pot}$	Tensión aplicada al puente de transistores MOSFET
$V_i$	porcentaje de volumen relativo a la clase “i” cuya marca de clase es $d_i$
VMD	Volume Mean Diameter [m]
$x$	desplazamiento de una partícula [m]
$X$	parámetro de tamaño de partículas relacionado con la media de una distribución
$X_i$	resultado de un tipo i de distribución
$X_m$	reactancia [ $\Omega$ ]
$y$	amplitud de desplazamiento transversal de la membrana [m]
$Z_m$	impedancia mecánica [ $\Omega$ ]

$Z_r$	impedancia acústica [ $\Omega$ ]
ZVS	Zero Voltage Switching

## LETRAS GRIEGAS

$\alpha$	constantes experimentales
$\alpha_1, \alpha_2$	parámetros de la solución general de la ecuación de Mathieu
$\beta$	constantes experimentales
$\Delta$	diferenciales de las magnitudes implicadas
$\nabla^2$	operador Laplaciano.
$\varepsilon$	constante dieléctrica
$\varepsilon_0$	permitividad del vacío [F/m]
$\varepsilon^T$	permitividad a esfuerzo constante [F/m]
$\varphi$	función potencial de velocidades
$\xi$	función de amplitud de desplazamiento de la superficie libre de la lámina líquida
$\Phi$	función periódica que aparece en la solución general de la ecuación de Mathieu.
$\lambda_s$	longitud de onda de las ondas de superficie [m]
$\mu$	exponente característico / razón de crecimiento de la amplitud de desplazamiento de la superficie libre.
$\sigma$	tensión superficial del fluido atomizado, [N/m]
$\sigma^2$	valor cuadrático medio del error en la medida de las magnitudes implicadas
$\tau$	número adimensional

---

$\mathfrak{S}$	tensión en la membrana por unidad de longitud [N/m]
$\Gamma$	función Gamma
$\rho$	densidad del fluido atomizado [kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_s$	densidad superficial de la membrana (masa por unidad de área - en kg/m <sup>2</sup> )
$\rho_e$	resistividad eléctrica ( $\Omega$ -m)
$\theta$	coordenada azimutal
$\omega_0$	frecuencia de vibración inicial de la superficie activa del transductor ultrasónico [1/s]
$\omega$	frecuencia de vibración de la superficie activa del transductor ultrasónico en el tiempo t[1/s]
$\gamma$	ángulo de fase inicial
$\gamma_{mn}$	ángulo de fase azimutal

### SUB-ÍNDICES

x	relativo a cualquier tipo de distribución (v, s, l, n)
v	relativo a la distribución volumétrica
s	relativo a la distribución de superficies
l	relativo a la distribución de longitudes
n	relativo a la distribución numérica
i, j, k, l, m, n	direcciones en un material piezoeléctrico / números correspondientes a los anillos de detección



## CAPÍTULO 1

### INTRODUCCIÓN GENERAL.

#### 1.1 - Motivaciones

La atomización es el proceso por el cual una masa líquida se disgrega y pasa a formar ligamentos y gotas de dimensiones menores que la masa inicial. La rotura ocurre cuando las fuerzas cohesivas, debidas a la interacción molecular y la tensión superficial, que tienden a mantener la masa líquida unida, son superadas por fuerzas que tienden a su rotura (fuerzas centrífugas, aerodinámicas, fuerzas de presión, etc.).

La atomización puede ser producida de diferentes formas. Algunas de éstas ocurren de manera natural, como es la formación de gotas en cascadas. Sin embargo, la forma más común de desintegrar líquidos, desde el punto de vista tecnológico, es por medio de algún tipo de dispositivo denominado atomizador. La atomización puede producirse por la propia energía cinética del fluido; aunque puede verse favorecida por la aplicación externa de energía mecánica a través de una rotación, un mecanismo vibrante, un impactor, o mediante la exposición de la masa líquida a una corriente de gas con velocidad relativamente alta. Atendiendo al tipo de energía empleada en la

desintegración de la masa líquida en gotas, los atomizadores pueden clasificarse en tres grupos principales: *mecánicos*, *electrostáticos* y *ultrasónicos*. Estos grupos definen los tres métodos fundamentales para la generación de aerosoles, entendiendo por este término “*nube de gotas formada al desintegrar un volumen líquido*” o “*suspensión de gotas de líquido en un gas*”.

La importancia de la atomización radica en que está presente en numerosas ramas de la industria (tales como la producción de energía, la ingeniería mecánica, el transporte, la ingeniería química, la agricultura, la medicina, la protección ambiental, el tratamiento de aguas, la industria alimenticia, la minería) y forma parte de una gran variedad de procesos que incluyen la combustión, la refrigeración, la limpieza, la lubricación, la atomización de metales líquidos, cemento y pintura, la producción de granulados, la eliminación de niebla, la extinción de incendios, la fumigación de pesticidas y fertilizantes, el riego, el secado, el arrastre de partículas, la prevención en la dispersión de contaminantes, entre otros.

La atomización es un proceso complejo tanto desde el punto de vista experimental como teórico, debido a que intervienen numerosos mecanismos físicos e influyen un gran número de parámetros relativos a la geometría del atomizador, las propiedades del fluido y de su medio circundante. Para un estudio general, puede consultarse, por ejemplo, a Lefebvre (1989). En la mayoría de las aplicaciones, la distribución de tamaño de gota es una de las características más importante de los aerosoles y debe estar ajustada a especificaciones determinadas. En algunos casos pueden requerirse gotas de milímetros (por ejemplo en riegos por aspersión), pero, por el contrario, muchas veces las aplicaciones son más efectivas cuando las gotas son más pequeñas, incluso en algunos casos, es necesario utilizar gotas microscópicas.

Tal es el caso por ejemplo, de la *aerosolterapia*, es decir la administración de fármacos en forma de *aerosol* por vía inhalatoria, con el objetivo de obtener las concentraciones adecuadas de medicamentos en el aparato respiratorio. Esta forma de suministrar los medicamentos ha revolucionado la especialidad de Neumología y ha contribuido a la mejoría de los pacientes con enfermedades de las vías aéreas. Desde hace más de 4.000 años, la aerosolterapia ha sido utilizada de forma empírica para tratar las enfermedades de las vías respiratorias, pero el punto de partida del uso científico de esta vía de administración data de hace unos cuarenta años.

La principal ventaja de la aerosolterapia sobre otras modalidades de administración farmacológica (como puede ser la transfusión venosa o la vía oral donde los medicamentos pueden ser absorbidos por otros órganos y tejidos antes de llegar a su destino) es que el medicamento entra en contacto directamente con las zonas del tracto respiratorio que necesitan de su acción. Así, se logran unos efectos farmacológicos positivos, rápidos y eficaces con dosis muy pequeñas de fármaco y se eliminan (o minimizan) los efectos secundarios indeseables.

Las posibilidades de utilización de fármacos por vía inhalatoria, clásicamente centrada en los broncodilatadores y anti-inflamatorios, se está expandiendo hacia nuevos productos, cuyo órgano diana es el aparato respiratorio, como por ejemplo, pentamidina y SIDA, antibióticos y EPOC (*Enfermedad Pulmonar Obstructiva Crónica*). Los productos comerciales para uso inhalatorio son numerosos y cubren una amplia gama de posibilidades: cartuchos presurizados, inhaladores de polvo seco, cámaras espaciadoras, nebulizadores de diferentes tipos, etc.

Como límite genérico, suele establecerse que el tamaño idóneo para que las gotas inhaladas alcancen los alvéolos pulmonares corresponde a un diámetro medio situado en torno a 5  $\mu\text{m}$ . Las gotas de mayor tamaño quedan atrapadas en zonas previas a los alvéolos, como la garganta, tráquea o bronquios, mientras que las gotas mucho menores tampoco se depositan sino que son exhaladas de nuevo al respirar.

Probablemente, los dispositivos más populares para suministro de aerosoles farmacológicos son los inhaladores dosificadores presurizados (a veces denominados por las siglas inglesas PMDI). Su funcionamiento se basa en diluir el medicamento en una mezcla con un gas que resulte licuable a presiones relativamente bajas como son los CFC o HFC. Al salir por un orificio pequeño, que a su vez regula la cantidad de medicamento en cada dosis, el gas licuado que compone la mezcla se evapora de manera casi instantánea y la solución con el medicamento se rompe en un espectro de gotas que garantiza que una parte adecuada del volumen llegue a los pulmones para que surta el efecto deseado. La presencia de estos compuestos órgano-clorados en dispositivos atomizadores para otros usos (cosméticos, pinturas, etc.) ya ha sido prohibida por los conocidos problemas medioambientales que provocan en la capa de ozono, y ya se están dando los primeros pasos para su prohibición incluso en aplicaciones farmacéuticas. Ante esta delicada situación, la comunidad médica ha

mostrado últimamente su interés por estudiar y desarrollar técnicas alternativas con las cuales se pueda lograr la generación de gotas microscópicas sin la necesidad del uso de propelentes licuados. Ésta es una tarea difícil que resulta aún más compleja si se precisa que la distribución de tamaño de gotas sea uniforme, estrecha, predecible y controlable, y además que los volúmenes atomizados y el tiempo de atomización sean controlados.

Existen diversas técnicas que pueden considerarse para la generación de gotas microscópicas sin utilizar propelentes licuados. Entre ellas, se pueden mencionar:

- *La atomización por presión:* A la salida de las boquillas atomizadoras, la caída de presión se transforma en energía cinética y acaba produciendo la desintegración del líquido. Ésta puede facilitarse añadiendo rotación al flujo de líquido, pero la atomización empeora al aumentar el caudal inyectado, y además las gotas producidas tienen una distribución de tamaños poco uniforme.
- *La atomización neumática (atomización asistida por un fluido auxiliar):* Se emplea la energía cinética de un gas, comúnmente aire o vapor de agua, para desintegrar el líquido. El flujo en los atomizadores neumáticos es más complejo debido a la presencia de dos fases, líquida y gaseosa, que interaccionan. Ambas pueden formar chorros o láminas y sus flujos pueden ser paralelos, cruzados o estar animados de rotación. La interacción entre las fases puede tener lugar dentro o fuera del atomizador.
- *La atomización ultrasónica:* Consiste en la utilización de la energía de las ondas acústicas de alta frecuencia, por encima del límite audible del espectro (~20 kHz), para desintegrar masas líquidas en una nube de gotas. Es una vía razonable de producir aerosoles finos; no obstante, deben de tomarse en cuenta los posibles problemas que surgen a partir del coste relativamente alto y de la complejidad de los componentes electrónicos, de la necesidad de suministrar suficiente corriente eléctrica, y también de la fiabilidad del proceso.

- *La atomización electrostática*: Consiste en el empleo de campos eléctricos para producir gotas pequeñas monodispersas a partir de una sustancia líquida. Los caudales atomizados son muy pequeños y este método exige la aplicación de voltajes muy elevados en el rango de kilovoltios.

Cada uno de estos métodos presenta características particulares, algunas ventajosas y otras perjudiciales, para considerar su aplicabilidad en tratamientos de aerosolterapia. A lo largo de la presente memoria, se demostrará que la atomización ultrasónica puede resultar especialmente indicada para ello.

## **1.2 - Objetivos de la Tesis.**

Como se puede ver, son varios los métodos que pueden aplicarse para la generación de gotas pequeñas. No obstante, en este proyecto de tesis doctoral, el estudio se centra sobre la *atomización ultrasónica*. De entre todos los procedimientos de atomización es éste, por el momento, uno de los que producen del modo más controlable y fiable, gotas de pequeño tamaño y, además una distribución monodispersa. No es menor la ventaja de ser el que da lugar a tamaños de gotas menores (hasta el orden de unos pocos micrómetros) con caudales razonablemente elevados. Esta clase de atomización ha despertado un renovado interés en la comunidad científica y tecnológica por sus múltiples y potenciales aplicaciones: combustión, secado, humidificadores, inhalación terapéutica de medicamentos, dispersión de pesticidas y fertilizantes, producción de polvos sinterizables en tecnología de materiales, etc. Estas razones han motivado a realizar este estudio para avanzar en la comprensión de los mecanismos de atomización ultrasónica, aspectos a los que se dedica el presente trabajo.

Como se ha indicado, el diseño de los dispositivos experimentales y de las medidas realizadas se ha llevado a cabo con un propósito preferente de evaluar su capacidad como sistema de dosificación y suministro de fármacos mediante inhalación por vía pulmonar. Por ello, todos los análisis se han realizado en condiciones en las que las gotas producidas fuesen del tamaño deseado, en torno a las 5  $\mu\text{m}$  de diámetro medio, y con un caudal suficientemente alto. Ello ha obligado a trabajar con unas

frecuencias ultrasónicas en el rango de MHz, y a utilizar sistemas ópticos de gran aumento. En este sentido, el presente trabajo es también novedoso, puesto que para facilitar su realización y observación, la mayoría de los experimentos reportados en la literatura describen sistemas mayores con generación de gotas de decenas de micras y forzados de frecuencias inferiores al centenar de kHz. Sin embargo, conviene señalar que hay ciertas evidencias que indican que los fenómenos que ocurren en estos rangos de frecuencias (kHz) podrían variar cuando éstas aumentan, y podrían así mismo depender de la potencia del forzado.

La posibilidad de formar ultrasónicamente una nube de gotas fue reportada por primera vez en 1927 por Wood y Loomis. Desde ese momento se han desarrollado numerosos trabajos tratando de entender los mecanismos físicos causantes de la formación de las gotas, determinar las características de la atomización ultrasónica y de los aerosoles producidos mediante este método, y adaptar esta técnica a aplicaciones industriales. No obstante, a pesar de los importantes avances ya realizados en el estudio de este fenómeno, quedan todavía muchas preguntas sin respuesta, referentes tanto a la física subyacente en los procesos, como a aspectos detallados de las aplicaciones prácticas. Dentro del primer grupo, existe una controversia sin resolver sobre los mecanismos causantes de la atomización, entre quienes defienden que la formación e inestabilidad de ondas superficiales en la interfase líquido/aire es la única causa de la desintegración de la lamina líquida, frente a quienes opinan que la participación de mecanismos alternativos, como la cavitación, es determinante. En cuanto a cuestiones abiertas referentes a las aplicaciones, y específicamente a la aerosolterapia, destaca el reto de disminuir la potencia requerida para atomizar un volumen de líquido especificado.

Este trabajo pretende avanzar en la comprensión detallada de la atomización ultrasónica haciendo uso de las más avanzadas técnicas experimentales. Algunas de ellas nunca habían sido aplicadas con anterioridad al estudio de este problema concreto.

### 1.3 - Estructura de la Tesis.

Esta Tesis Doctoral está estructurada, además de este *Capítulo 1* en el que se da una introducción general al tema de estudio, de la siguiente forma:

En el *Capítulo 2*, se hace una revisión bibliográfica detallada para analizar los diversos trabajos experimentales y teóricos publicados en la literatura sobre la atomización ultrasónica. Se exponen los principios básicos, las ventajas y las distintas aplicaciones de este procedimiento de generación de gotas finas.

En el *Capítulo 3*, se explica cómo se generan las ondas ultrasónicas. Se esbozan históricamente los antecedentes sobre la generación de ultrasonidos, se detallan los fundamentos físicos de la piezoelectricidad y se describe el modo de vibración del transductor piezoeléctrico utilizado en los estudios experimentales.

El *Capítulo 4* abre la presentación de los estudios experimentales. Este capítulo describe particularmente los experimentos de visualización del proceso de atomización ultrasónica con alimentación continua. Estos experimentos permiten apreciar los fenómenos que se origina en el interior del volumen líquido depositado sobre el transductor desde la superficie sólida de éste hasta la superficie libre del líquido cuando está excitado ultrasónicamente. Se describe el montaje experimental así como la técnica de diagnóstico empleada - Fluorescencia Planar Inducida por Láser (PLIF) - para realizar la visualización. Los resultados obtenidos de estos experimentos están expuestos y analizados en este mismo capítulo.

El *Capítulo 5* trata sobre la medición de tamaño de gotas. Para eso, se ha utilizado un difractor Malvern Mastersizer. Se estudia, por vez primera, el comportamiento temporal del tamaño de gotas con respecto a la cantidad de líquido depositado sobre el transductor, ya sea esta cantidad fija o variable; y también con respecto al voltaje de excitación aplicado. Los resultados obtenidos y los análisis realizados se encuentran expuestos.

El *Capítulo 6* se basa en experimentos de velocimetría de imágenes de partículas (PIV). Este estudio es novedoso, ya que no se ha encontrado en la literatura hasta la fecha estudios similares para determinar la velocidad de las gotas generadas por atomización ultrasónica.

El *Capítulo 7* recoge experimentos de atomización ultrasónica realizados utilizando un generador de ondas específicamente diseñado para este estudio. En este capítulo se explica su diseño y modo de funcionamiento y se presentan los resultados de los experimentos llevados a cabo.

En el *Capítulo 8* se resumen las conclusiones generales del trabajo realizado y se recomiendan las líneas a seguir para futuras investigaciones.

Finalmente, se ha incluido una sección de **anexos** divididos de la siguiente forma. En el *Anexo I*, se expone un estudio realizado sobre atomización asistida por aire como método clásico alternativo de generación de gotas finas. Los resultados obtenidos de este estudio se comparan con los de la atomización ultrasónica. Por otra parte, en los *Anexos II* y *III* se recogen respectivamente los trabajos presentados en distintos congresos científicos, así como los artículos publicados en diversas revistas internacionales científico-técnicas.

## CAPÍTULO 2

### HISTORIA DE LA ATOMIZACIÓN ULTRASÓNICA.

#### 2.1 - Origen de la atomización ultrasónica.

Los orígenes de la atomización ultrasónica se remontan a finales del siglo XIX con significantes aportaciones de Lord Kelvin, tanto en el campo de la Física Acústica como en el de la Física de los Fluidos. Sin embargo, no fue hasta principios del siglo XX cuando se reportó oficialmente en la literatura la existencia de este fenómeno.

En 1894, durante unas pruebas de navegación, el destructor “*H.M.S Daring*” de la armada británica bajó de manera inexplicable su velocidad y su rendimiento. En la inspección técnica, los ingenieros Sir John I. Thornycroft y Sydney Barnaby notaron una severa vibración y un excesivo deterioro de la hélice de propulsión del buque. Después de cambiar cuatro juegos de palas, encontraron una solución al problema, que consistía sencillamente en incrementar el área de la superficie de la hélice y disminuir su velocidad angular. Thornycroft y Barnaby (1895) observaron la formación de burbujas en la hélice en movimiento; y la descripción que han hecho de esta situación fue el primer reporte del fenómeno conocido como “*cavitación*”; el cual ocurre tanto en flujos turbulentos como en la irradiación ultrasónica de líquidos.

La curiosidad por saber las causas del desgaste de la hélice propulsora, y por ende, del fenómeno de la “cavitación”, motivó en 1917 a Lord Rayleigh a estudiar las observaciones anteriores de los ingenieros Thornycroft y Barnaby. En su empeño de explicar el fenómeno físico que se manifiesta detrás de los efectos de los ultrasonidos en medios líquidos, Rayleigh describió el primer modelo matemático para el colapso de cavidades en líquidos incompresibles. Utilizando las condiciones simplificadas del colapso de burbujas en el vacío, demostró teóricamente que durante el proceso de cavitación se generan presiones y temperaturas extremadamente altas. No obstante, las primicias de este trabajo de Rayleigh, se obtuvieron diez años más tarde (1927) con el descubrimiento del mecanismo de la atomización ultrasónica por Wood y Loomis. En el transcurso de unos experimentos, estos dos investigadores generaron en un baño de aceite, ondas acústicas de alta frecuencia y de gran intensidad con un oscilador piezoeléctrico de cuarzo excitado con 50.000 voltios y vibrando a 300 kHz. Dirigiendo perpendicularmente las ondas generadas a la superficie libre del aceite, se sorprendieron al observar la aparición de un spray de gotas muy finas: he aquí el nacimiento de la atomización ultrasónica.

## **2.2 – Mecanismos físicos de la atomización ultrasónica. Cavitación vs. Ondas capilares.**

Desde entonces este método de atomización ha recibido una notable atención tanto desde un punto de vista académico como industrial. Numerosos trabajos se han realizado con el objetivo de determinar las características de la atomización ultrasónica y adaptar esta nueva técnica a aplicaciones industriales. Estos trabajos no han estado exentos de polémicas y contradicciones, en cuanto a la explicación de los mecanismos físicos que rigen el proceso.

En la literatura sobre ultrasonidos, el término “*cavitación*” ha sido utilizado por muchos investigadores cuando simplemente se referían de una manera específica a la expulsión de gases disueltos en sustancias líquidas (Bondy y Söllner, 1935). La palabra “*cavitación*” fue introducida en 1894 en la literatura técnico-científica con el desarrollo de las hélices propulsoras de alta velocidad y las turbinas de vapor, para describir las “cavidades” generadas por la rápida rotación de estas hélices. No

obstante, se reconoce que la posibilidad de formación de cavidades en líquidos fue discutida ya en 1754 por L. Euler (Bondy y Söllner, 1935).

La cavitación ocurre en cuanto la presión hidrodinámica en un líquido es reducida por debajo de la presión de vapor en un sistema termodinámico a temperatura constante. Donde quiera que se presente este caso, en el seno del líquido pueden generarse burbujas y transformarse así en un sistema bifásico, conteniendo una fase fluida y una fase gaseosa.

Kundt y Lehmann (1874) realizaron una serie de experimentos en los que sometieron a una fuerte vibración un tubo completamente lleno de agua pura (no liberada de gases pero libre de todo tipo de burbujas). Observaron la formación de burbujas de aire las cuales fueron creciendo a medida que proseguía la vibración. Las burbujas de aire desaparecían cuando se detenía el experimento. Repitieron el experimento; pero esta vez con agua desgasificada. Mientras intensificaban las vibraciones, más se enturbiaba el agua y observaban pequeñas burbujas, que según ellos, eran la causa de la “desintegración” del líquido. Los experimentos de Kundt y Lehmann demostraban definitivamente que las ondas acústicas causan la cavitación en líquidos desgasificados y la expulsión de gases disueltos en líquidos puros.

A partir de 1935, Söllner y sus colaboradores realizaron diversos experimentos donde demostraron, primero cómo una onda ultrasónica puede dar lugar a la cavitación, y luego justificaron que la cavitación es a su vez la causa de la atomización ultrasónica [(Söllner, 1935); (Bondy y Söllner, 1935)]. Durante sus investigaciones, se dieron cuenta de que las cavidades se forman favorablemente en las entrefases y desaparecen justo cuando se produce una nube de gotas. Esta observación es muy llamativa y corrobora la hipótesis de Wood y Loomis (1927) quienes habían concluido que las ondas ultrasónicas son particularmente activas en las entrefases. Söllner demostró además que los líquidos con bajo punto de ebullición se destilan a temperatura ambiental cuando están excitados por ondas ultrasónicas. Este resultado concuerda también con el hecho descrito por Wood y Loomis (1927) que los ultrasonidos bajan el punto de ebullición de las sustancias líquidas.

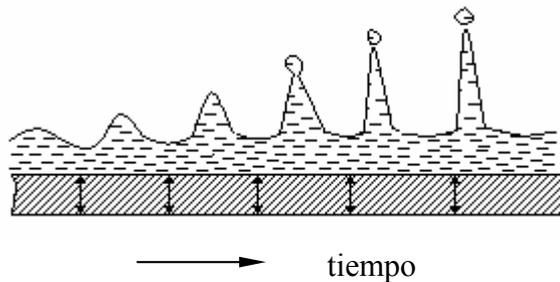
Considerando los efectos del fuerte desprendimiento de calor que se detecta normalmente cuando hay una irradiación ultrasónica, podría pensarse que la causa de la formación de gotitas es una evaporación temporal seguida de una rápida

condensación. Pero esta explicación fue descartada fácilmente por Söllner (1936) al emplear soluciones que contienen compuestos no volátiles. Después de excitarlas ultrasónicamente, estas soluciones se dispersaban completamente sin dejar apenas residuos no volátiles. Söllner concluyó que la formación de la neblina de gotas es fruto de la previa formación de cavidades, y el brusco colapso de estas en gotas debido al incremento de la presión o a la disminución de la temperatura en el seno del líquido. Demostró además que cuanto más efectiva es la cavitación, más eficiente es la formación de gotas; y que la efectividad de la cavitación, y por tanto de la atomización ultrasónica, depende de muchos factores relacionados con la sustancia atomizada: viscosidad, volatilidad, temperatura, presión de vapor, etc. y sobre todo influyen mucho los gases presentes en el líquido.

Además, Söllner justificó la cavitación como causa de la atomización ultrasónica, argumentando que las ondas ultrasónicas consisten en compresiones y expansiones periódicas, y que por tanto, es totalmente legítimo suponer que cuando la energía de excitación es suficientemente alta, las cavidades pueden formarse en el líquido durante la fase de expansión e implosionar durante la fase de compresión. De igual forma, Söllner y sus colaboradores reportaron en 1936, después de muchos experimentos, que la superficie libre de la sustancia excitada ultrasónicamente es siempre el escenario de una fuerte acción mecánica, debido a la cavitación, y que allí aparecen ondulaciones justo antes del inicio de la formación de la nube de gotas.

Está aceptado por todos los investigadores, que la implosión ocurre de la manera siguiente: las burbujas están sometidas a diversas fuerzas: por una parte, la presión en el interior de las burbujas tiende a dilatarlas en oposición a la presión en el exterior que, por otra parte, tiende a comprimirlas. Las burbujas mantendrán una dimensión constante siempre y cuando haya equilibrio entre las distintas fuerzas que actúan sobre ellas. Como las burbujas están sometidas constantemente a fuertes depresiones y sobrepresiones debido a las vibraciones ultrasónicas, el equilibrio es imposible de mantener, las burbujas aumentan exageradamente su tamaño y se rompen: se dice entonces que las burbujas implosionan. La implosión es un fenómeno de muy corta duración y la onda de choque asociada puede ser considerablemente elevada.

A pesar de los importantes trabajos realizados por Söllner y sus colaboradores postulando la cavitación como causa de la atomización ultrasónica, trabajos posteriores ignoran completamente esta causa y afirman que el mecanismo físico de este proceso es la inestabilidad hidrodinámica de las ondas capilares formadas en la superficie del líquido. Una representación esquemática de este proceso puede verse en la Figura 2.1.



**Figura 2.1:** Representación simbólica de la inestabilidad de las ondas de superficie (adaptada de Drews, 1979).

Los autores de esta teoría son muchos, entre otros, se puede nombrar a Sorokin (1957), Eisenmenger (1959), Lang (1962), Peskin y Raco (1963), Sindayihebura (1995), etc. Según ellos, cuando la amplitud de la fuerza de excitación aplicada a la masa líquida va aumentando, llega un momento en que empiezan a aparecer ondas de amplitud creciente sobre la superficie libre. La fase final de crecimiento de estas ondas conduce a la desintegración de la superficie libre y por consiguiente a la formación y emisión de gotas a partir de sus crestas.

Muchos son los trabajos realizados para tratar de aclarar las causas de la atomización ultrasónica y determinar la calidad del aerosol generado. McCubbin (1953) demostró la uniformidad del tamaño de gotas obtenidas a una frecuencia de trabajo de 2,4 MHz. Bisa, Dirnagl y Esche (1954), trabajando con frecuencias variables desde 1,2 hasta 5,4 MHz, propusieron que el tamaño de partícula es una función de la frecuencia y sugirieron la implicación de las ondas capilares superficiales en el mecanismo de atomización ultrasónica así como la dependencia directa del tamaño de partícula con la longitud de onda de estas ondas capilares.

Sorokin (1957), por su parte, estudió las ondas superficiales en un depósito cilíndrico de agua excitada con frecuencias desde 10 hasta 30 Hz. Utilizando las

ecuaciones de Navier-Stokes pudo obtener una expresión del valor crítico del desplazamiento del pistón generador de las ondas de superficie. Llegó a la conclusión de que cuando el desplazamiento del pistón excede este valor crítico, las ondas superficiales oscilan con una amplitud creciente y se desestabilizan, señalando entonces esta inestabilidad como una posible causa de la atomización ultrasónica. Sorokin demostró, basado en los trabajos previos de Benjamin y Ursell (1954), que la formación de la nube de gotas está provocada por la excitación paramétrica de las ondas estacionarias superficiales capilares y gravitatorias. Se llama sistema con excitación paramétrica, a aquel cuyo comportamiento dinámico se describe por una ecuación diferencial en cuyos coeficientes aparece una función temporal que representa la fuerza de excitación. Un ejemplo de tal ecuación diferencial es la siguiente:

$$\frac{d^2 y(t)}{dt^2} + [A_0 + A_1 \cos(\omega t)] y(t) = 0 \quad (2.1)$$

donde  $A_1 \cos(\omega t)$  es la fuerza de excitación;  $A_0$  y  $A_1$  son constantes.

Es importante mencionar que uno de los resultados destacados de los experimentos realizados por Sorokin (1957) es la determinación del período de oscilación de las ondas superficiales, aunque debe notarse que las frecuencias de oscilación con que realizó sus trabajos eran muy bajas. Realizó medidas con una fuente estroboscópica de luz con la ayuda de las cuales demostró que el período de oscilación de las ondas superficiales es el doble del período de las oscilaciones verticales del líquido (es decir el período de excitación del sistema vibratorio). Eso equivale a decir que la frecuencia de oscilación de las ondas superficiales es la mitad de la frecuencia de excitación del sistema vibratorio. Resultados similares habían sido obtenidos por Faraday (1831) y Rayleigh (1883).

De la misma manera que Sorokin, Eisenmenger (1959) enfocó el problema de la atomización ultrasónica, escribiendo las ecuaciones para las ondas de superficie que vibran a frecuencias desde 10 kHz hasta 1 MHz. Consideró el fluido atomizado no viscoso, hizo una aproximación poco fiable de las pequeñas fuerzas viscosas involucradas en el movimiento, y obtuvo finalmente una expresión de la amplitud crítica, idéntica a la obtenida por Sorokin (1957). Demostró también que el período de

oscilación de las ondas capilares es el doble del período de oscilación de la fuerza de excitación.

Otro aporte al conocimiento de la atomización ultrasónica fue el trabajo realizado por Antonevich (1959) quién midió los tamaños de partículas generadas a baja frecuencia (20 kHz) y propuso que la rotura de las ondas capilares debe ser la causa fundamental de la atomización.

Todas estas hipótesis anteriores fueron confirmadas por Lang (1962) quien realizó un trabajo más integral con objeto de determinar el papel que juegan las ondas capilares en el proceso de atomización ultrasónica y encontrar si existe una relación entre la longitud de onda capilar a una frecuencia dada y el tamaño de partículas generadas. Manejó un amplio rango de frecuencias desde 10 hasta 800 kHz, intermedio entre las frecuencias utilizadas en investigaciones anteriores. Para cumplir los objetivos previstos, Lang montó un dispositivo experimental con el cual midió el tamaño de las alteraciones causadas por el ultrasonido sobre la superficie líquida, y lo comparó con el tamaño de las gotas. Empleó muchas técnicas experimentales diferentes para activar la superficie líquida; pero en todo caso, fue necesario concentrar la energía ultrasónica a partir de la transducción piezoeléctrica. Utilizó varias sustancias (agua, aceite, cera) con las cuales analizó la influencia de las propiedades físicas sobre el proceso de atomización. Para el estudio del mecanismo de atomización y la medición de tamaño de gotas, utilizó varias técnicas como son la fotomicrografía y el tamizado. De este estudio, Lang sacó las siguientes conclusiones:

- Con frecuencia de excitación entre 10 y 800 kHz, hay presencia de patrones de ondas capilares transversales en la superficie libre del líquido cuando ocurre la atomización.
- El diámetro medio de las partículas generadas es proporcional a la longitud de onda capilar calculada por la ecuación de Rayleigh (ecuación 2.3) utilizando la frecuencia de excitación y las propiedades del líquido atomizado.
- El mecanismo de atomización implica la rotura de las ondas capilares superficiales y la posterior eyección de partículas desde las crestas de las ondas superficiales.

Estas conclusiones son, sin duda, el origen de la fórmula de predicción del diámetro medio de las gotas ( $D$ ), determinada por Lang, y ampliamente utilizada:

$$D = 0,34 \lambda_s \quad (2.2)$$

donde  $\lambda_s$  es la longitud de onda de las ondas de superficie.

En estos trabajos, Lang y sus colaboradores admiten que, en los sistemas de atomización ultrasónica basados sobre la inestabilidad de las ondas de superficie, el diámetro medio de las gotas es proporcional a la longitud de onda  $\lambda_s$  de las ondas de superficie cuyas crestas constituyen los sitios de formación de las gotas.

La longitud de onda  $\lambda_s$  de las ondas de superficie se calcula mediante la ecuación:

$$\lambda_s = \left[ \frac{8 \pi \sigma}{\rho f^2} \right]^{(1/3)} \quad (2.3)$$

donde  $\sigma$  es la tensión superficial del fluido atomizado,  $\rho$  es la densidad del fluido atomizado y  $f$  es la frecuencia de excitación (o frecuencia de trabajo) del transductor ultrasónico. En realidad el tamaño de gotas “D” representa el diámetro medio volumétrico ( $D_{30}$ ) de las gotas. La constante de proporcionalidad ( $k_0 = 0,34$ ) que relaciona la longitud de las ondas de superficie ( $\lambda_s$ ) y el diámetro medio volumétrico ( $D_{30}$ ) de las gotas se determina experimentalmente. En la literatura especializada, se han reportado diferentes valores de  $k_0$  (varían entre 0,2 y 0,6), lo que deja dudas acerca de la precisión de dicha fórmula. Muchos autores explican esta discrepancia por el hecho de que la ecuación (2.3) no toma en cuenta la amplitud del desplazamiento de la superficie activa de los transductores; sin embargo no han propuesto ninguna alternativa, que se sepa, para resolver esta situación. Muchos investigadores siguen utilizando la relación de Lang para corroborar sus resultados experimentales.

La ecuación (2.3) se deduce con la ayuda de resultados trascendentales de muchos trabajos previos que, para mayor comprensión, se explicarán en detalle en el apartado 2.3.

Otros importantes resultados experimentales sobre la atomización ultrasónica basada en la teoría de las ondas de superficie fueron reportados por Stamm (1964). En sus tempranas investigaciones sobre atomización de metales líquidos, limitó sus experimentos a metales que tienen relativamente bajos puntos de fusión (indio, estaño, plomo, cadmio, bismuto) y a frecuencias del rango ultrasónico bajo. Reportó que la

correlación entre sus resultados experimentales y aquellos predichos por la teoría de las ondas de superficie, era satisfactoria, y que la distribución del tamaño de gotas es una gaussiana logarítmica con un diámetro medio  $D_h$ :

$$D_h = \frac{\lambda_s}{4} \quad (2.4)$$

A partir de estos experimentos, Stamm explicó que la atomización ultrasónica está originada por la rotura periódica de las crestas de una red de ondas estacionarias de superficie. Concluyó que estas ondas superficiales expulsan gotas en la entrefase líquido/vapor cuando la amplitud del modo fundamental de vibración excede un valor crítico. La amplitud crítica depende de la frecuencia de vibración y de los parámetros característicos de la sustancia atomizada. Afirmó que la generación de las gotas de la red de ondas, se basa en leyes estadísticas y que esta rotura empieza normalmente a amplitudes 3 a 6 veces superiores a la amplitud inicial de vibración de las ondas superficiales. Como se puede ver, para Stamm (1964), el coeficiente  $k_0$  que precede  $\lambda_s$  vale 0,25, diferente del valor 0,34 encontrado por Lang (1962), lo que pone de manifiesto la incertidumbre en el valor de  $k_0$  y, por consiguiente, las dudas que pueden existir acerca de la exactitud de la ecuación (2.2).

En la década de los 60, contraria y paralelamente a los múltiples trabajos que respaldaban la teoría de las ondas superficiales como mecanismo de atomización ultrasónica, un grupo de investigadores encabezado por Eknadiosyants, retomó la hipótesis de Söllner (1936) con importantes aportes sobre la teoría de la cavitación ultrasónica. Previo a sus estudios, Esche (1955) había demostrado que los tamaños de las gotas generadas con frecuencias de 1,0 hasta 2,5 MHz eran, hasta cierto punto, iguales a la mitad de la longitud de ondas de las ondas capilares de superficie, pero existía una divergencia notable a frecuencias superiores a 2,5 MHz. Basándose sobre esta comparación y sobre lo observado en sus experimentos, Esche, que hasta entonces había respaldado la teoría de las ondas de superficie, avanzó otra hipótesis sobre el mecanismo de formación de las gotas, según la cual, las gotas son expulsadas de las crestas de las ondas estacionarias de superficie, pero precisamente en esta superficie ocurre un violento fenómeno de “reventones” periódicos, origen de muchas salpicaduras de líquidos.

Estos hechos motivaron a Rozenberg y Eknadiosyants (1960) a estudiar con más detalles la cinética del proceso de atomización ultrasónica. Para ello, utilizaron cámaras fotográficas de alta velocidad acopladas a microscopios para observar minuciosamente el proceso de formación de gotas generadas por un transductor piezocerámico de titanato de bario de 2 MHz de frecuencia de oscilación. Observaron la emergencia de un cono cuyo pico tiene una zona desde donde se desprenden tanto gotas gordas (0,95 mm de diámetro aproximadamente) como gotas muy finas. Las fotos registradas muestran que el proceso de formación de gotas no es continuo. Las observaciones revelan que las gotas finas se generan a partir de “reventones” de corta duración (400  $\mu$ s) de burbujas o de pedazos de líquidos de mayor dimensión (gotas gordas) que las gotitas. El intervalo de tiempo entre dos explosiones consecutivas es considerablemente mayor que el tiempo de generación de las gotas finas. La velocidad de salida de las gotas gordas y de grupos de gotas finas, estimada a partir de las fotos tomadas, fluctúa entre 4 y 16 m/s.

Rozenberg y Eknadiosyants (1960) reconocieron que la teoría de ondas de superficie sirve para explicar la uniforme y estrecha distribución de las gotas generadas ultrasónicamente y la dependencia de sus tamaños de la frecuencia de excitación. Sin embargo, a partir del estudio de la cinética de formación de las gotas y de lo observado, no tenían bases suficientes para tomar posición a favor o en contra de una u otra hipótesis para explicar el mecanismo de atomización ultrasónica.

Eknadiosyants (1963) en solitario continuó el estudio experimental sobre la cinética de la generación ultrasónica de gotas. Después de analizar las fotos obtenidas con cámaras fotográficas de alta velocidad, encontró los mismos efectos violentos con muchas salpicaduras de fragmentos líquidos, resultados similares a los obtenidos con Rozenberg en 1960 y terminó concluyendo que es muy complicado entender la física implicada en la atomización ultrasónica. Recomendó seguir experimentando pues, según él, es la única vía para despejar finalmente las dudas existentes en torno a este fenómeno.

Gershenson y Eknadiosyants (1964) contaron que, Antonevich (1957) y algo más tarde Stamm (1960), a pesar de haber llegado a la conclusión de que el mecanismo de las ondas predomina en el proceso de la atomización ultrasónica de los líquidos, dieron por sentado no obstante, que la formación de las gotas puede deberse también a

otros factores tales como la oscilación de las burbujas de gas y el efecto de golpe de ariete provocado por el colapso de las burbujas de cavitación. A estas circunstancias que arrojan un mar de dudas sobre la naturaleza ondulatoria del proceso, se une el carácter explosivo de la formación de las gotas, ya detectado por Rozenberg y Eknadiosyants (1960). Teniendo en cuenta todos estos aspectos, Gershenzon y Eknadiosyants (1964) llevaron a cabo muchas investigaciones sobre los procesos que tienen lugar en la superficie del líquido en el momento previo al comienzo de la formación de las gotas, el surgimiento de las ondas superficiales y el tamaño de las gotas generadas. Por motivos desconocidos, factores cruciales tales como las propiedades físico-químicas de los líquidos pulverizados fueron completamente ignorados en muchos estudios anteriores. Para subsanar esta carencia, estos autores investigaron el proceso de atomización de dieciséis líquidos que presentaban diferentes presiones de vapor de saturación, diferentes tensiones superficiales y diferentes viscosidades. La atomización se llevó a cabo a frecuencia ultrasónica de 2 MHz y manteniendo constantes la intensidad ultrasónica, la temperatura y el flujo de líquido atomizado. Observaron fenómenos de erosión, relacionados con la cavitación; y encontraron que el grado de manifestación de la cavitación depende mucho de las propiedades físico-químicas. Midieron por método gravimétrico, la cantidad de líquido transformado en aerosol y descubrieron que depende también de las propiedades físico-químicas (presión de vapor, viscosidad, tensión superficial, densidad, etc.) de cada una de las sustancias utilizadas. Estas dependencias proporcionan una evidencia firme a favor del mecanismo de cavitación - más que del mecanismo de onda capilar – como causa fundamental de la atomización ultrasónica.

Eknadiosyants y Rozenberg (1964) volvieron a trabajar juntos y llegaron a la misma conclusión que Söllner en 1936. Defendieron que la atomización ultrasónica es el resultado directo o indirecto de la cavitación que ocurre cerca de la superficie libre del líquido atomizado.

También con el objetivo de demostrar las causas de la atomización ultrasónica Fogler y Timmerhaus (1965) hicieron un estudio minucioso abarcando un amplio rango de frecuencias ultrasónicas, utilizando fotomicrografía. Concluyeron sus trabajos con la hipótesis de que a bajas potencias ultrasónicas, el mecanismo de las ondas superficiales actúa como único responsable del fenómeno; mientras que, a altas potencias, la cavitación está involucrada en la generación de la neblina observada.

Insistieron en la necesidad de realizar más trabajos de investigación para poder entender claramente el complicado mecanismo de la atomización ultrasónica.

Pohlman y Lierke (1965) propusieron una nueva hipótesis respecto al mecanismo de atomización ultrasónica, la cual es, ni más ni menos que una mutua relación entre las hipótesis de cavitación y de onda capilar, y sobre todo, una contribución activa de la cavitación al proceso de atomización ultrasónica de grandes volúmenes líquidos. Para ellos, las gotas se forman a partir de las crestas de las ondas capilares de amplitud finita en la superficie del líquido atomizado, ayudado por la resonancia de las burbujas de cavitación. Sobre estas burbujas de cavitación, Il'in y Eknadiosyants (1966) reportaron resultados importantes. Investigando sobre la naturaleza física de la atomización ultrasónica, se dieron cuenta que un incremento de la presión ambiental alrededor del transductor, provocaba una subida del umbral de atomización y la reducción de las burbujas de cavitación, y por tanto la reducción del aerosol formado. Atribuyeron este efecto a la influencia del exceso de presión estática sobre el proceso de atomización.

Lierke y Griesshammer (1967) reanudaron varios experimentos ya iniciados por Stamm (1964) para describir la atomización ultrasónica de metales fundidos con puntos de fusión superiores a 700°C y aplicando frecuencias de excitación superiores a 0,8 MHz. Las partículas obtenidas fueron caracterizadas por tamizado y, a la vez, por microscopía óptica y electrónica. Lierke y Griesshammer relacionaron la teoría de la cavitación de Eknadiosyants *et al.* (1964) con la teoría de ondas superficiales de Lierke (1965) para explicar el mecanismo de la atomización ultrasónica, asumiendo que las burbujas de cavitación, confinadas en un pequeño espacio de la interfase líquido/gas, son los que provocan que las ondas superficiales aparezcan aleatoriamente, en espacio y tiempo. No obstante, apuntaron que existe una mejor correlación entre el tamaño óptimo de gotas obtenidas experimentalmente y el tamaño predecible mediante la teoría de ondas de superficie (Bisa *et al.*, 1954); y que este hecho sólo puede explicarse con la ayuda de esta misma teoría de ondas de superficie. Por otra parte, Lierke y Griesshammer afirmaron que la cavitación ultrasónica no ocurre en los líquidos en los cuales los gases tienen muy bajo punto de solubilidad por lo que concluyeron que sus experimentos de atomización de metales fundidos corroboraban la teoría de las ondas de superficie. Realmente esta última afirmación no es físicamente fiable porque puede haber cavitación, incluso aunque no existan gases disueltos, siempre que la presión sea

menor que la correspondiente al punto de ebullición para la temperatura a la que esté el líquido atomizado.

Eknadiosyants (1968) desarrolló la teoría de la cavitación ultrasónica postulando que los choques hidráulicos asociados a la cavitación, son las causas de la atomización ultrasónica. Observó en sus experimentos, fenómenos de sonoluminiscencia, una prueba que evidencia la presencia de la cavitación. La sonoluminiscencia es la emisión de luz por ciertas sustancias que no se hallan en estado de incandescencia (disoluciones salinas, por ejemplo) cuando son excitadas por vibraciones sonoras o ultrasonoras. Al observar la sonoluminiscencia no sólo es posible verificar la existencia de la cavitación en el proceso de la atomización ultrasónica, sino también estimar la posición de la región de cavitación. Además, dado que el carácter de la atomización de diferentes líquidos en rango de megahertzios no depende sólo de la frecuencia o de la naturaleza del líquido (Il'in y Eknadiosyants (1966)), fue suficiente limitar las observaciones sobre la sonoluminiscencia de una o dos sustancias atomizadas. Por eso, Eknadiosyants (1968) utilizó agua y glicerina, realizó experimentos de sonoluminiscencia, empleó películas fotográficas RF y después de las observaciones visuales confirmó que la cavitación es la causa de la atomización.

Eknadiosyants (1968) investigó también la distribución del flujo de energía acústica en un transductor ultrasónico por métodos radiométricos. Midió también la presión de radiación con una balanza de torsión que permite relacionar los valores de dicha presión con el flujo de energía acústica. Los resultados de las medidas radiométricas y de presión, analizados simultáneamente con los de sonoluminiscencia, revelaron que la cavitación ultrasónica ocurre en zonas exclusivas del chorro donde la presión estática es baja; y que precisamente en estas zonas es donde hay formación de neblina de gotas. Estos últimos experimentos unidos a otros anteriormente realizados por Eknadiosyants y sus colaboradores, les llevaron una vez más a la conclusión de que la cavitación tiene un papel activo en el proceso de atomización ultrasónica. Mencionaron que el inicio de la cavitación requiere de la presencia en el líquido de al menos una burbuja capaz de actuar como núcleo de cavitación bajo condiciones determinadas. Los núcleos se convierten en zonas de cavitación. Estas zonas de cavitación presentes en el líquido excitado ultrasónicamente se mueven en sentido

ascendente del chorro hasta que desaparecen rompiéndose, debido a la escasez de energía acústica.

La presencia de la cavitación, al igual que la formación de ondas capilares en la superficie del líquido atomizado, seguían sin proporcionar argumentos fuertes a favor de una u otra de las dos hipótesis por diversas razones. Se ha demostrado que la desgasificación y el aumento de la presión estática tienden a inhibir, y hasta a eliminar la formación de las gotas (Il'in y Eknadiosyants (1967)). En cuanto a la teoría de onda capilar de la atomización ultrasónica, los resultados de los diversos experimentos no han podido explicar de forma razonable por qué un aumento de la presión estática en varias atmósferas, y más aún, la desgasificación no pueden alterar sensiblemente las propiedades físicas del líquido (presión de saturación del vapor, tensión superficial, viscosidad). Sin embargo, la teoría de la cavitación se ve favorecida por la dependencia existente entre el flujo de líquido atomizado de la presión de saturación, la sonoluminiscencia (cuyo origen como resultado de la cavitación es incontrovertible), y la erosión en campos ultrasónicos de alta intensidad.

En vista de todos los resultados experimentales discutidos anteriormente, la única conclusión válida parece ser que la formación del aerosol en la atomización ultrasónica de volúmenes líquidos tiene su origen en la separación de las gotas de las crestas de las ondas capilares de amplitud finita en la superficie del líquido. Así pues la teoría de cavitación concuerda con la de la onda capilar. El punto esencial en esta hipótesis es la demostración de que la cavitación es la causa de las ondas capilares que se observan en la superficie libre del líquido excitado ultrasónicamente. De esta manera, Boguslavskii y Eknadiosyants (1969) unieron las teorías de cavitación y de onda capilar, al sugerir que los choques provenientes de los procesos de cavitación y las ondas capilares de amplitud finita, actúan recíprocamente, razón por la cual generan gotas de la misma forma.

Boguslavskii y Eknadiosyants (1969) ofrecieron también algunas ecuaciones que sirven para estimar y analizar algunos parámetros relevantes del mecanismo de atomización ultrasónica de grandes volúmenes líquidos. El análisis de los parámetros del frente de ondas de choque formadas por cavitación demostró que el efecto es lo suficientemente intenso como para excitar ondas capilares estacionarias de amplitud finita en la superficie del líquido, las cuales actúan entonces como fuente del aerosol.

Contribuyendo a la comprensión de los métodos y los usos de la atomización ultrasónica, Topp y Eisenklam (1972) recapitularon el panorama de este proceso hasta entonces e hicieron muchos experimentos. Concluyeron que el uso de los atomizadores ultrasónicos en la industria no estaba tan expandido como indicaban sus múltiples ventajas. Las aplicaciones abarcaban desde líquidos ordinarios hasta metales fundidos, caudales hasta 140 g/s y los tamaños de gotas resultantes variaban desde 1  $\mu\text{m}$  hasta 180  $\mu\text{m}$  con una función de distribución bastante estrecha. Denunciaron la falta de interés comercial que existía con respecto a estos atomizadores para diversas aplicaciones en los campos donde resultaban ventajosos frente a los atomizadores convencionales o tradicionales. Esta falta de interés se debía a factores como la escasa divulgación de la información disponible, las dificultades que presentaban los cambios de escala y la adaptación del producto de laboratorio o semi-industrial a ambientes y situaciones industriales, y el costo elevado en aquel momento de los componentes eléctricos de los generadores de ultrasonidos. Debido a la distinción notable que existe en la construcción y en la tecnología de los atomizadores ultrasónicos, los clasificaron en dos grupos tomando como referencia la frecuencia de 125 kHz: los de alta frecuencia (aquellos cuya frecuencia de trabajo es superior a 125 kHz) y los de baja frecuencia (que funcionan por debajo de los 125 kHz).

Tomando en cuenta esta clasificación, Topp y Eisenklam (1972) hicieron una distinción en las dos teorías rivales existentes para describir el mecanismo de desintegración de líquidos. Para ellos, la teoría de la capilaridad basada sobre la inestabilidad de Taylor en la interfase líquido-gas expuesta a una fuerza perpendicular explica muy bien la física de la atomización ultrasónica a baja frecuencia, mientras que el fenómeno en juego en la atomización a alta frecuencia está acorde a la teoría de cavitación. A pesar de estas conclusiones, Topp (1973) continuó trabajando con atomizadores de 40 kHz y utilizó la fotomicrografía como método de experimentación al igual que Lang (1962). Observó y presentó evidencias fotográficas que justifican que, tanto las ondas superficiales como la cavitación, juegan ambos papeles importantes en el proceso de atomización ultrasónica. Detectó sonoluminiscencia a cualquier potencia capaz de provocar la atomización. Estos resultados corroboran los obtenidos por Boguslavskii y Eknadiosyants (1969).

Los autores que defienden la teoría de la cavitación reconocen que en la práctica es muy difícil determinar la mínima intensidad ultrasónica necesaria para el

comienzo de la cavitación, el umbral de cavitación, porque esto depende del método de detección utilizado. Los indicios más comunes de la cavitación ultrasónica son: la formación de burbujas, el daño de erosión, el ruido blanco, los cambios químicos en algunas soluciones y la sonoluminiscencia.

Chiba (1975) estudió experimentalmente la atomización ultrasónica utilizando una amplia gama de vibradores convergentes (de frecuencias nominales: 200 kHz, 400 kHz, 800 kHz, 1,2 MHz, 1,5 MHz y 2 MHz) inmersos en el líquido con la pretensión de incrementar notablemente la eficiencia de generación de gotas finas. Los resultados obtenidos confirman que la causa de la atomización es la desintegración de la lamina líquida por la cavitación de las burbujas de aire independientemente de la frecuencia de trabajo; que el tamaño de gotas es muy fino y uniforme, y es cada vez más fino a medida que aumenta la frecuencia de excitación. Chiba (1975) confirmó la dependencia entre la frecuencia de excitación y el diámetro medio de las gotas, y obtuvo una ecuación de distribución de tamaños adecuada para todo tipo de tamaño de gotas:

$$\frac{dn}{dx} = a x^\alpha \Gamma^k (bx) \exp(-cx^\beta) \quad (2.5)$$

donde  $n$  es la cantidad de gotas de diámetro  $x$ ; y  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $k$  son constantes experimentales;  $\Gamma$  es la función Gamma. Las conclusiones de Chiba (1975) son idénticas a las de Söllner (1936), Boguslavskii y Eknadiosyants (1969) y Topp (1973).

De igual forma, Chiba (1979) midió con precisión las amplitudes de vibración de un disco circular de superficie grande, y examinó los modos de vibración de maneras experimental y teórica. Su objetivo era el de aclarar la existencia de una relación entre los modos de vibración y la eficiencia de la atomización; y demostrar que al inclinar el disco un ángulo de 20-40°, se atomizan eficiente y uniformemente grandes volúmenes de líquidos.

Bassett y Bright (1976) aportaron otras evidencias que confirman una vez más la hipótesis defendida por Boguslavskii y Eknadiosyants (1969) y Topp (1973). Según estos investigadores, las gotas se generan cuando las ondas capilares se vuelven inestables por la cavitación en el líquido. Para corroborar esta afirmación, Bassett y Bright tomaron secuencias fotográficas del proceso de atomización a alta frecuencia de excitación (1 MHz) con una cámara de 5.000 imág./s y observaron la producción de

pequeñas gotas en una sección del líquido donde hay “trenes de burbujas”. Observaron también fenómenos de sonoluminiscencia, lo cual confirma la ocurrencia de la cavitación durante el proceso de atomización. Las gotas ( $9\ \mu\text{m}$  de diámetro medio) se generan cuando desaparecen algunas de estas burbujas. La aparición de los “trenes de burbujas” en el líquido está asociada con la cavitación inducida por la absorción del aire en el líquido (Crawford, 1955). De igual forma, comprobaron que el tamaño de gotas está relacionado con la frecuencia de oscilación del transductor, la tensión superficial y la densidad del líquido. Reconocieron que parámetros tales como la presión externa o la cantidad de gases disueltos en el líquido afectan también el proceso de atomización, pero como estos parámetros no tienen ninguna influencia sobre la formación de ondas capilares, postularon entonces la existencia de otro mecanismo de formación de las gotas que está relacionado con la cavitación en el líquido. Explicaron sus observaciones experimentales basándose en trabajos anteriores realizados por Boguslavskii y Eknadiosyants (1969) y Topp (1973) que han puesto de relieve que el mecanismo en juego es la inestabilidad de las ondas capilares provocadas por la explosión de las cavidades en el líquido.

Gran parte de los estudios realizados sobre la atomización ultrasónica en las décadas de los años 1980 y 1990 se basan en la teoría de las ondas de superficie. La inestabilidad de la superficie libre, que conduce a la atomización ultrasónica de las láminas líquidas de pequeño espesor, es un fenómeno que está todavía por entenderse bien. Los investigadores coinciden en que el buen conocimiento de este fenómeno pasa necesariamente por la experimentación. Un ejemplo de ello es Sindyihubura (1995), el cuál contribuyó a una mejor comprensión del mecanismo físico de desintegración de láminas líquidas de pequeño espesor y de extensión finita, sometidas a vibraciones transversales de frecuencia moderada. En su estudio, puso un acento particular en la inestabilidad de las ondas de superficie mediante un análisis de estabilidad lineal bidimensional de las ecuaciones de Navier-Stokes, antes de la emisión de las gotas.

Los estudios experimentales realizados por Gollub y Meyer (1983), Tuffillaro *et al.* (1989), Christiansen *et al.* (1992), Fauve *et al.* (1992), Edwards y Fauve (1992 y 1994) y Sindyihubura *et al.* (1997) sobre líquidos sometidos a vibración de frecuencias variables entre 2 y 550 Hz muestran varias estructuras regulares (circular, hexagonal, cuadrada) de ondas de superficie. Algunos autores como Kambe y Umeki

(1990), Milner (1991), Miles (1990, 1992 y 1994) y Sindyihubura y Bolle (1998), intentaron encontrar una explicación teórica a estas observaciones.

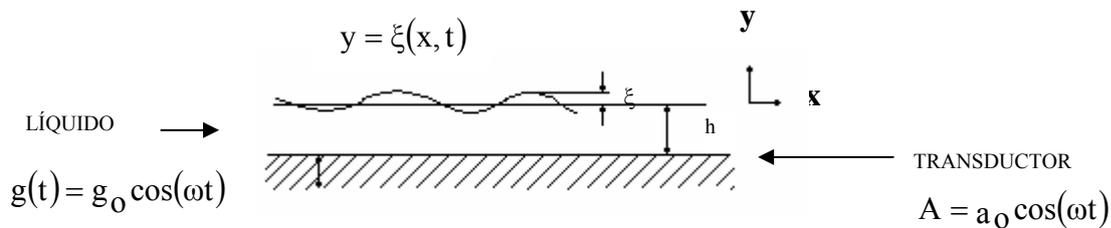
En otros estudios, Al-Suleimani *et al.* (1999) realizaron experimentos de visualización sobre la atomización ultrasónica a baja frecuencia de vibración de una lámina líquida de agua y de aquí modelaron con un código de CFD el caso de una lámina líquida sometida a altas frecuencias. Después de analizar los resultados obtenidos, afirmaron que puede ser incorrecta la teoría según la cual las gotas se forman periódicamente a partir de las crestas de ondas capilares estacionarias ordenadas. Reconocieron que las ondas estacionarias están todas y bien ordenadas antes del inicio de formación de las gotas; pero justo después desaparece este orden durante el proceso de atomización. Atribuyeron esta desorganización de las ondas a la aparición de fenómenos secundarios de inestabilidad.

### **2.3 - Ondas superficiales. Análisis de la estabilidad bidimensional del problema.**

Como se ha dicho anteriormente, después de muchos años para intentar ponerse de acuerdo sobre el mecanismo físico causante de la atomización ultrasónica, aparentemente los investigadores llegan a coincidir que las gotas se generan cuando las ondas capilares se vuelven inestables debido a la cavitación en el líquido. Los primeros estudios de la dinámica de los sistemas capilares fueron realizados por Kelvin (1871). Con su planteamiento físico, aún siendo simplificado y con muchas aproximaciones, fue capaz de obtener importantes resultados y conclusiones como se verá posteriormente en el apartado 2.3.3 de resultados.

A continuación, se describe un problema más completo en el cual se estudia el comportamiento de una lámina líquida ideal bidimensional e incompresible extendida sobre una superficie sólida y sometida a la acción de una fuerza oscilante de frecuencia conocida. Las oscilaciones son verticales y obedecen a la ley armónica del tipo  $A = a_0 \cos(\omega_0 t)$ . Se supone que este movimiento del líquido se caracteriza por tener un bajo número de Reynolds y las amplitudes de desplazamiento también son muy pequeñas en comparación con la longitud de onda. Bajo estas condiciones, se desprecian los términos no lineales en las ecuaciones de movimiento, haciendo una aproximación lineal del fenómeno. Un planteamiento físico similar fue realizado por Peskin y Raco (1963) y recientemente por Sindyihubura (1995).

La lámina líquida tiene una extensión infinita. Se supone que la amplitud de oscilación de la superficie sólida es conocida, que la densidad del líquido es constante, y que la superficie libre del líquido está en contacto con un gas cuya densidad es despreciable en comparación con la densidad del líquido. La lámina líquida tiene un espesor promedio  $h$ . La superficie libre se describe por una función de amplitud  $\xi(x, t)$  que es una de las incógnitas del problema. El espesor total de la lámina líquida es  $h \pm \xi(x, t)$  y es una función de  $x$  y del tiempo  $t$ . La tensión superficial en la interfase líquido/gas es  $\sigma$ . El efecto de la oscilación de la lámina líquida por la superficie sólida del transductor se representa por la acción de una fuerza inercial que depende del tiempo. Se denota esta fuerza por unidad de masa  $g(t)$ . Se supone que el movimiento del líquido es irrotacional. También se desprecia la viscosidad del líquido.



**Figura 2.2:** Lámina líquida sobre la superficie activa de un transductor ultrasónico en vibración (adaptada de Peskin y Raco, 1963).

La Figura 2.2 muestra la configuración geométrica del problema que se va a resolver en el sistema de coordenadas  $(x, y)$ , donde  $x$  es la coordenada tangente a la interfase líquido/sólida e  $y$  la coordenada normal a esta interfase. Aquí,  $a_0$  y  $\omega_0$  representan la amplitud y la pulsación del movimiento vibratorio de la superficie activa del transductor ultrasónico en la posición  $y = -h$  y  $g_0$  la amplitud de la fuerza de excitación.

Desde el punto de vista de atomización ultrasónica, considerando la teoría de onda capilar, se hacen las siguientes **hipótesis**:

- La formación de las gotas es la última fase del crecimiento de las ondas de superficie;
- las gotas son emitidas a partir de las crestas de las ondas de superficie cuya razón de crecimiento es la más elevada; y

- el diámetro medio volumétrico de las gotas es proporcional a la longitud de onda de las ondas de superficie inestables.

### 2.3.1 - Formulación matemática del problema.

Bajo las condiciones anteriores, Peskin y Raco (1963) resolvieron este problema utilizando las ecuaciones de movimiento de un líquido ideal y aplicando un sistema simplificado de la teoría de perturbación. Así pues, el movimiento del líquido sometido a excitación ultrasónica, se describe por la ecuación de Bernoulli:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{\partial \phi}{\partial t} - g(t) \quad (2.6)$$

donde  $p$  representa la presión,  $\rho$  la densidad y  $\phi$  la función potencial de velocidades. La ecuación (2.6) se despeja de la integración de las ecuaciones lineales de conservación de la cantidad de movimiento y de masa.

Designando por  $u$  y  $v$  los componentes de la velocidad siguiendo el sistema de referencia, se tiene que:

$$\begin{cases} u = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \\ v = -\frac{\partial \phi}{\partial y} \end{cases} \quad (2.7)$$

La función  $\phi(x, y, t)$  es una solución de la ecuación de Laplace:

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (2.8)$$

$\nabla^2$  es el operador Laplaciano.

Las **condiciones de contorno** del problema son:

- Condición de no deslizamiento en la superficie sólida del transductor:

$$\text{en } y = -h, \quad v = 0 \Rightarrow \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad (2.9)$$

- Condición cinemática en la interfase:

$$\text{en } y = \xi, \quad v = \frac{\partial \xi}{\partial t} \Rightarrow \frac{\partial \xi}{\partial t} = -\frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (2.10)$$

- Condición de equilibrio de las fuerzas en la superficie libre ( $y = \xi$ ). Esta condición expresa la igualdad entre las fuerzas de presión y de tensión superficial:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{\sigma}{\rho R} \cong \frac{\sigma}{\rho} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \quad (2.11)$$

### 2.3.2 - Resolución del problema.

Peskin y Raco (1963) sugirieron una solución de la forma:

$$\begin{cases} \varphi(x,y,t) = -\frac{1}{k} \frac{d[C(t)]}{dt} \cosh[k(y+h)] e^{ikx} \\ \xi(x,t) = C(t) \operatorname{senh}(kh) e^{ikx} \end{cases} \quad (2.12)$$

donde  $k$  es el número de ondas:  $k = \frac{2\pi}{\lambda_s}$ , y  $C(t)$  es una función incógnita de mucho interés. Cuando  $C(t)$  crece en tiempo, la amplitud de desplazamiento de la superficie libre crece y la entrefase se vuelve inestable.

La ecuación de  $C(t)$  se halla a partir de las ecuaciones (2.6), (2.10), (2.11) y (2.12):

$$\frac{d^2 C}{dt^2} + \left[ \left( \frac{\sigma}{\rho} k^3 - k g(t) \right) \tanh(kh) \right] C(t) = 0 \quad (2.13)$$

En la excitación ultrasónica de la lámina líquida,  $g(t) = g_0 \cos(\omega_0 t)$  representa la fuerza inercial que provoca la oscilación del transductor con la amplitud  $a = \frac{g_0}{\omega_0^2}$ .

Haciendo:

$$\begin{cases} a_1 = \frac{\sigma k^3}{\rho \omega_0^2} \tanh(kh) \\ a_2 = (ak) \tanh(kh) \\ \tau = \omega_0 t \end{cases} \quad (2.14)$$

la ecuación (2.13) puede escribirse de la siguiente forma:

$$\frac{d^2 C}{d\tau^2} + [a_1 - a_2 \cos \tau] C = 0 \quad (2.15)$$

La ecuación (2.15) es una ecuación diferencial lineal de segundo orden con un coeficiente variable. Una ecuación de este tipo se llama ecuación de Mathieu y sus soluciones presentan algunas particularidades que derivan del hecho de que se trata de una ecuación que rige sistemas con excitación paramétrica (ver ec. (2.1)). Las soluciones de la ecuación de Mathieu son periódicas y han sido extensamente estudiadas (McLachlan, 1947). El interés fundamental reside en las perturbaciones inestables de la superficie. El teorema de Floquet (McLachlan, 1947) muestra que la solución general de la ecuación (2.15) se escribe de la forma siguiente:

$$C(\tau) = e^{\mu\tau} \Phi(\tau) \quad (2.16)$$

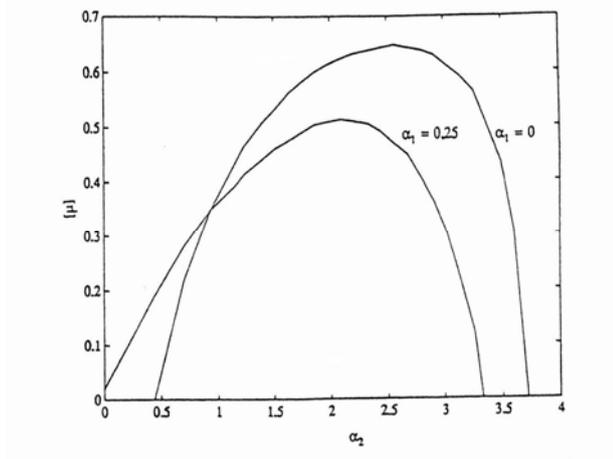
$\Phi(\tau)$  es una función periódica y  $\mu$  es un exponente característico que depende de los parámetros  $\alpha_1$  y  $\alpha_2$  de la ecuación (2.14):

$$\mu = \mu(\alpha_1, \alpha_2) \quad (2.17)$$

Según los valores tomados por  $\mu$ , la solución (2.16) puede ser estable o inestable. Solamente las soluciones inestables son de interés en la atomización ultrasónica, y corresponden a los valores reales positivos del exponente característico  $\mu$  que representa la razón de crecimiento de la amplitud de desplazamiento de la superficie libre.

Peskin y Raco (1963), utilizando previamente técnicas numéricas (McLachlan, 1947), calcularon  $\mu$  como función de  $\alpha_2$  para dos valores de  $\alpha_1$  (0 y 0,25). El resultado de este cálculo se muestra en la Figura 2.3.

Para cada valor de  $\alpha_1$  existe un valor de  $\alpha_2$  que corresponde al crecimiento máximo de la inestabilidad, es decir al valor máximo de  $\mu$ .



**Figura 2.3:** Variación de  $\mu$  en función de  $\alpha_2$  (tomada de Peskin y Raco, 1963).

Limitando sus estudios a los dos valores de  $\alpha_1$  (0 y 0,25), Peskin y Raco supusieron que los valores máximos de  $\mu$  se encuentran sobre el segmento de recta que une los puntos máximos de las dos curvas de la Figura 2.3. La ecuación de esta recta es:

$$\alpha_2 = 2,5 - 2\alpha_1 \quad (2.18)$$

donde  $0 \leq \alpha_1 \leq 0,25$ .

Según estos dos autores, las ondas de superficie inestables, cuyas crestas constituyen los sitios de formación de las gotas, corresponden a valores de  $\mu$  pertenecientes al segmento de recta definido anteriormente. De esta forma, se ha podido establecer a partir de la ecuación (2.16), al sustituir las expresiones de  $\alpha_1$  y  $\alpha_2$ , una relación entre la longitud de onda  $\lambda_s$  de las ondas de superficie, la frecuencia  $f$  y la amplitud  $a_0$  de vibración de la superficie sólida del transductor, la tensión superficial  $\sigma$ , la densidad  $\rho$  y el espesor  $h$  del líquido, al considerar  $k = \frac{2\pi}{\lambda_s}$  y  $\omega = 2\pi f$ ,

$$\frac{2\pi a_0}{\lambda_s} \tanh\left(\frac{2\pi h}{\lambda_s}\right) = 2,5 - 2\left(\frac{2\pi}{\lambda_s^3}\right)\left(\frac{\sigma}{\rho f^2}\right) \tanh\left(\frac{2\pi h}{\lambda_s}\right) \quad (2.19)$$

Según Peskin y Raco (1963), la relación (2.19) obtenida del modelo bidimensional, podría servir de fórmula de predicción del diámetro medio volumétrico de las gotas  $D_{30}$ , sustituyendo la longitud de ondas  $\lambda_s$  por su expresión en  $D_{30} = k_0 \lambda_s$  (ecuación (2.2) de Lang). Sin embargo, los resultados obtenidos, sobre todo la fórmula

(2.19) y las conclusiones que de ellos se sacan, no son exactas. En efecto, cuando se aplica una fuerza vibrante dada (valores fijos de  $a_0$  y  $f$ ) a una lámina líquida cuyas propiedades físicas ( $\sigma, \rho$ ) y el espesor  $h$  se conocen, los parámetros  $\alpha_1$  y  $\alpha_2$  dependen de la misma variable  $k$ , es decir del modo de vibración de la superficie libre del líquido excitado.

Como  $\mu = [\alpha_1(k), \alpha_2(k)]$ ; si se fija un valor de  $\alpha_1$ , nada permite asegurar que se podría excitar los modos de vibración correspondientes a los valores máximos teóricos de  $\mu$ . Sería entonces más lógico localizar en el plano  $(\alpha_1, \alpha_2)$  los valores máximos que puede alcanzar el exponente característico  $\mu$ , suponiendo diferentes condiciones de trabajo (variación de los valores de  $a_0, f, \sigma, \rho$  y  $h$ ). Para eso, se debe resolver la ecuación de Mathieu (2.15). En efecto, un gran número de investigadores en este campo, ha encontrado muchas dificultades por la falta de una solución completa a esta ecuación. A eso se añade la necesidad de un conocimiento previo del valor preciso de la amplitud  $a_0$  de vibración de la superficie sólida sobre la cual se atomiza el líquido.

### **2.3.3 – Análisis de los principales resultados del problema simplificado.**

Como ya se planteó, un estudio simplificado, aunque muy avanzado y pionero para su época sobre la estabilidad lineal de sistemas capilares, fue resuelto por Kelvin en 1871 y posteriormente por Rayleigh en 1883. En el mismo, consideró una lamina líquida incompresible y no viscosa, de superficie infinita, sometida a vibración bajo la acción única de las fuerzas de gravedad y capilar, lo que provoca la propagación de ondas líquidas en la superficie libre de dicha lámina. Sus resultados sirven de base para la ya discutida relación de Lang, ecuación (2.2), para estimar el tamaño de las gotas formadas en estos sistemas. Por su interés en la comprensión del problema, a continuación se describen algunos de los resultados que se obtienen.

Las ecuaciones necesarias para plantear este problema son las de conservación de la cantidad de movimiento y de la masa. Linealizando estas ecuaciones, y aplicando un análisis de estabilidad, se obtiene la siguiente expresión de la velocidad de propagación de las ondas de superficie:

$$C_s = \sqrt{\left(\frac{g}{k_s} + \frac{\sigma}{\rho} k_s\right) \tanh(k_s h)} \quad (2.20)$$

En esta expresión,  $k_s$  representa el número de ondas,  $g$  la aceleración de la gravedad,  $\sigma$  la tensión superficial,  $h$  el espesor de la lámina y  $\rho$  la densidad del líquido.

El número de onda  $k_s$  se calcula como:

$$k_s = \frac{2\pi}{\lambda_s} \quad (2.21)$$

Según Kelvin (1871) y Rayleigh (1883), en muchos casos el producto  $k_s h$  es suficientemente elevado de tal forma que:

$$\tanh(k_s h) = 1 \quad (2.22)$$

y la relación (2.20) se transforma entonces en:

$$C_s = \sqrt{\frac{g}{k_s} + \frac{\sigma}{\rho} k_s} \quad (2.23)$$

Sustituyendo la ecuación (2.21) en la ecuación (2.23), se tiene que:

$$C_s = \sqrt{\frac{g \lambda_s}{2\pi} + \frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda_s}} \quad (2.24)$$

La fórmula (2.24) se atribuye a Kelvin. Establece la relación existente entre la velocidad y la longitud de onda de las ondas superficiales.

Cuando la longitud de onda  $\lambda_s$  es grande, las ondas se propagan bajo la acción de la gravedad y con velocidad aproximadamente igual a:

$$C_s = \sqrt{\frac{g \lambda_s}{2\pi}} \quad (2.25)$$

En el caso contrario, cuando la longitud de onda  $\lambda_s$  es pequeña, que es lo que sucede en caso de la atomización ultrasónica, predomina la influencia de la capilaridad

$\left(\frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda_s} \gg \frac{\lambda_s g}{2\pi}\right)$  y la expresión de la velocidad toma la forma:

$$C_s = \sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda_s}} \quad (2.26)$$

La relación (2.26) es la que se utiliza para obtener la ecuación (2.3), que fue la que utilizó Lang (1962) para establecer la fórmula (2.2) que permite estimar el diámetro medio volumétrico  $D_{30}$ .

La velocidad de propagación de las ondas de superficie puede expresarse mediante la relación:

$$C_s = \lambda_s f_s \quad (2.27)$$

donde  $f_s$  representa la frecuencia de las ondas superficiales.

Al sustituir la ecuación (2.27) en la ecuación (2.26) se obtiene:

$$\lambda_s = \left( \frac{2\pi\sigma}{\rho f_s^2} \right)^{1/3} \quad (2.28)$$

La expresión de la longitud de onda  $\lambda_s$  puede expresarse en función de la frecuencia de excitación  $f$  utilizando los resultados de los estudios experimentales realizados sobre los sistemas con excitación paramétrica.

Faraday (1831) demostró que las ondas superficiales oscilan con la mitad de la frecuencia de excitación gracias al estudio que realizó sobre la inestabilidad de las ondas estacionarias de la superficie libre de una lámina fluida sometida a un movimiento periódico vertical. Mathiessen (1868) contradice a Faraday y afirma que las ondas estacionarias de superficie oscilan con la misma frecuencia de excitación y no con la mitad de dicha frecuencia. En 1883, las contradicciones anteriores surgidas entre Faraday y Mathiessen obligan a Rayleigh a realizar sus propios experimentos. Por dos métodos diferentes, Rayleigh encontró resultados que confirman la tesis de Faraday (1831) sobre la inestabilidad de la superficie libre y, concluye que las ondas de superficie vibran con la mitad de la frecuencia de excitación. Por lo tanto:

$$f_s = \frac{f}{2} \quad (2.29)$$

La sustitución de la ecuación (2.29) en la ecuación (2.28) lleva a la expresión:

$$\lambda_s = \left[ \frac{8\pi\sigma}{\rho f^2} \right]^{1/3} \quad (2.30)$$

De igual forma, empleando la ecuación (2.2) se puede obtener la siguiente relación que predice el valor del diámetro medio volumétrico  $D_{30}$  de las gotas, a partir de la frecuencia de trabajo  $f$  del transductor:

$$D_{30} = k_0 \left[ \frac{8\pi\sigma}{\rho f^2} \right]^{1/3} \quad (2.31)$$

#### 2.4 - Dispositivos de atomización ultrasónica.

Berger (1984) hizo un estudio comparativo entre los atomizadores convencionales y los atomizadores ultrasónicos. Expuso los problemas encontrados con el uso de los atomizadores tradicionales y propuso que el uso de los atomizadores ultrasónicos podría ser la solución a estos problemas en varias aplicaciones industriales. Como se sabe, en muchos procesos de atomización, se utilizan atomizadores de presión o de dos fluidos. Estos atomizadores están disponibles en el mercado con una gama variable de diseños atendiendo a los patrones de aerosoles que generan y a los flujos que son capaces de suministrar; sin embargo, tienen varios defectos que pueden provocar problemas de funcionamiento y de fiabilidad:

- Si bien los chorros atomizados de alta velocidad son apropiados para algunas aplicaciones, resultan indeseables para muchas otras - como por ejemplo el recubrimiento de superficies – donde el fuerte impacto de las gotas sobre las superficies a tratar provoca la salpicadura de los materiales de revestimiento, lo que, por consiguiente, constituye no sólo un desperdicio de la sustancia atomizada sino también un peligro para el medio ambiente.
- La obstrucción de los conductos es otro problema persistente de los atomizadores de presión. La necesidad de canales y orificios de dimensiones pequeñas para poder conseguir las altas velocidades requeridas para la desintegración de los líquidos, hace que los pasajes de los flujos sean propensos a la obstrucción. La obstrucción ocurre cuando algún material se seca dentro de los orificios después de cerrar el atomizador, cuando partículas en suspensión se van depositando gradualmente en el atomizador, y/o cuando materias extrañas se

arrastran en el flujo. Las dos últimas causas de obstrucción pueden evitarse mediante el uso de un dispositivo de filtración de alta calidad. Se puede prevenir la acumulación de materiales secos limpiando el atomizador con agua después de cada uso. Cuando la obstrucción es parcial, el aerosol se deforma o las gotas generadas no son del tamaño adecuado. Evidentemente si la obstrucción es total, el atomizador deja de funcionar.

- Por otra parte, muchas veces el flujo atomizado (el patrón del aerosol) se deforma cuando los pasajes del flujo se corroen por la presencia de partículas abrasivas suspendidas en el líquido. Debido a las altas presiones, los atomizadores más rígidos incluso, se desgastan en períodos de tiempo relativamente cortos. Materiales como el carbón, el óxido de aluminio y el óxido de silicio son los típicos abrasivos que causan problemas de desgaste en los atomizadores convencionales.

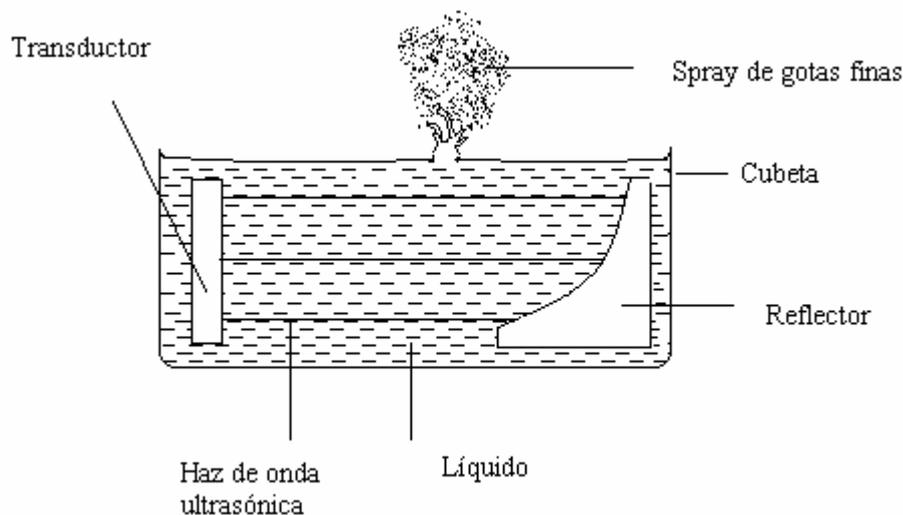
De su estudio, Berger resaltó que el atomizador ultrasónico es un tipo de atomizador totalmente diferente que supera las dificultades mencionadas asociadas a los atomizadores convencionales, además de ofrecer varias ventajas. El principio de funcionamiento de un atomizador ultrasónico, según él, implica la formación de una red bidimensional de ondas capilares en la superficie de la lámina líquida, como resultado de las vibraciones fundamentales de la superficie sólida. Berger confirmó las características de este método de atomización:

- Existe una correlación directa entre la longitud de onda de estas ondas y la frecuencia fundamental de vibración de la superficie.
- Al incrementar la frecuencia, la distancia entre dos crestas de ondas adyacentes se acorta, se incrementa la amplitud de la vibración fundamental, la altura de las pequeñas ondas de superficie también se incrementa hasta alcanzar una amplitud crítica y en este momento, las crestas de las ondas se desestabilizan y se desprenden del volumen líquido.
- El líquido expulsado se transforma en gotas de tamaño menor o igual que el tamaño de las crestas de ondas sobre las cuales se han formado. Puesto que la longitud de onda es inversamente proporcional a la frecuencia, las altas frecuencias de operación dan por resultado gotas muy pequeñas.

La literatura es relativamente rica en resultados experimentales, aunque muchos de los trabajos publicados no ofrecen todas las informaciones referentes a las condiciones de operación. Para aclarar un poco esta situación, se puede clasificar en tres categorías fundamentales los experimentos repostados atendiendo a la forma de uso de la energía ultrasónica.

#### 2.4.1 - Atomización de volúmenes líquidos grandes.

Un esquema de este tipo de dispositivos está representado en la Figura 2.4. El sistema de atomización está formado por una cubeta en la cual se encuentra un transductor ultrasónico cuya cara emisora de ondas permite enfocar el haz de ultrasonidos en la superficie libre del líquido a atomizar al relejarse en una superficie cóncava que concentra las ondas ultrasonoras de gran intensidad en un punto de la interfase líquido-aire desde donde se genera una nube de gotas finas. La frecuencia de trabajo es muy elevada (más de 200 kHz) así como el voltaje de alimentación del transductor (alrededor de 50 kV). Este tipo de atomizador ultrasónico representa una variante del sistema imaginado por Wood y Loomis (1927).



**Figura 2.4:** Dispositivo de atomización de grandes volúmenes líquidos (adaptada de Brown y Goodman, 1965).

Las características de este sistema de atomización son:

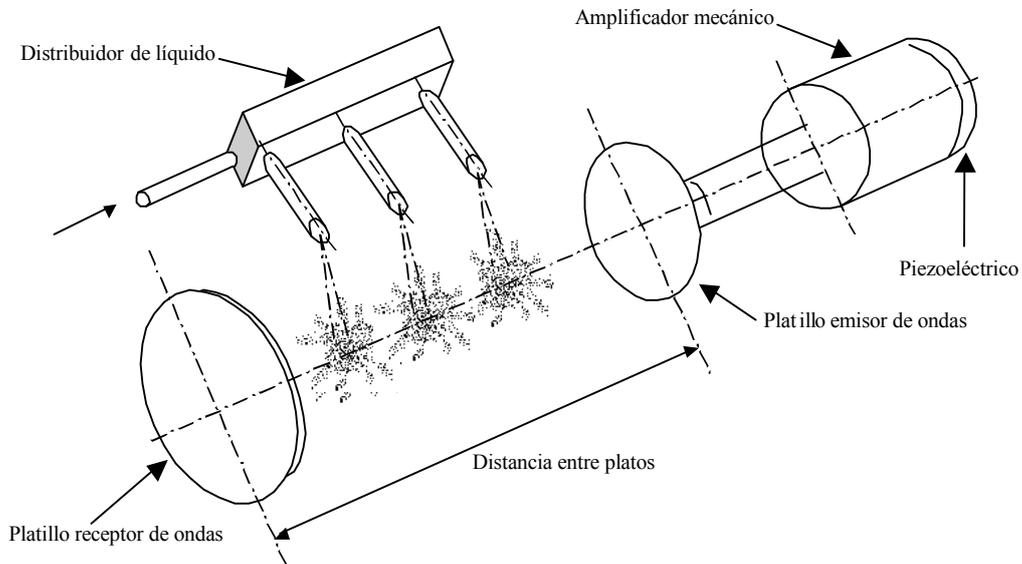
- Pequeño diámetro medio de gotas que disminuye si se aumenta sensiblemente la frecuencia de trabajo del transductor.
- Estrecha distribución del diámetro de las gotas. Se estima que el diámetro máximo de las gotas es  $(1,5 \div 1,8) \times D_{32}$  en contra de  $(2 \div 2,5) \times D_{32}$  que se alcanza con los métodos clásicos de atomización, siendo  $D_{32}$  el diámetro medio de Sauter. La distribución de las gotas puede ser más estrecha, controlando mejor el fenómeno de cavitación ultrasónica, aunque muy difícil de realizar.
- Baja velocidad de las gotas.
- Concentración importante de las gotas.
- Posibilidad de controlar el diámetro medio de las gotas y su concentración de manera independiente actuando respectivamente sobre la frecuencia de trabajo y sobre el volumen del gas en el cual se dispersan las gotas.
- La posibilidad de atomizar líquidos en el vacío.

La gran desventaja de estos sistemas de atomización es el alto consumo de energía.

#### **2.4.2 - Atomización de chorros líquidos.**

Ante las limitaciones de algunos atomizadores ultrasónicos de pulverizar nada más que líquidos con baja viscosidad (inferior a 20 cSt), Bendig (1988) desarrolló un nuevo diseño completamente diferente para superar este problema.

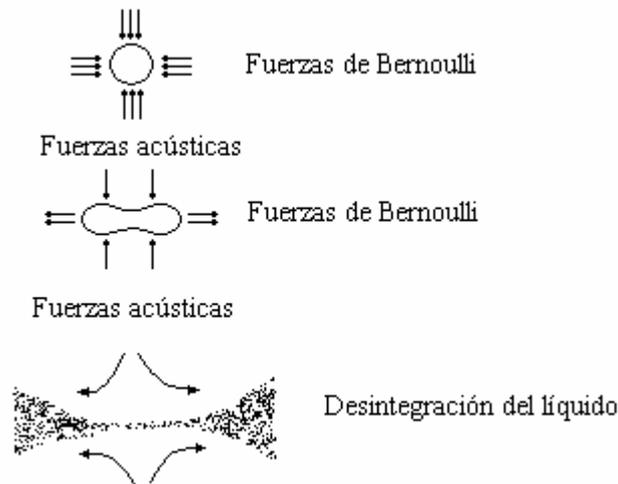
Este sistema de atomización representado esquemáticamente en la Figura 2.5 está compuesto por un transductor piezoeléctrico fijado a un amplificador mecánico, un platillo emisor de ondas, un espejo reflector y un distribuidor que asegura la uniformidad de los chorros líquidos. El principio básico de este atomizador consiste en crear una onda ultrasónica de muy alta intensidad en el aire o en un gas y reflejar esta onda por un reflector; generando así una onda estacionaria. En la cresta de esta onda estacionaria, el líquido se atomiza, no por el mecanismo de la teoría de onda capilar, sino por la acción combinada de la dinámica del flujo de gas y de la onda.



**Figura 2.5:** Atomizador ultrasónico de onda estacionaria (adaptada de Bendig, 1988).

El mecanismo físico de rotura de un pequeño volumen de líquido según este tipo de atomizadores se puede ver en la Figura 2.6. Por una parte, las fuerzas de Bernoulli forman una zona de anillo con un diafragma central en el flujo líquido cerca del eje del atomizador, mientras que las fuerzas de cortadura que derivan de la oscilación dinámica del gas, desintegran al diafragma. Mientras más alta es la intensidad acústica en la onda estacionaria, más finas son las gotas. En este proceso de desintegración del líquido, su viscosidad es más bien un factor secundario; pero la tensión superficial es predominante. Por ejemplo, el agua requiere de una intensidad acústica de aproximadamente 170 dB para atomizarse, mientras que los metales fundidos con alta tensión superficial requieren 180 dB.

Como las fuerzas de Bernoulli dependen tanto de la velocidad como de la densidad del gas, un incremento de presión puede mejorar el efecto de la atomización. Para la atomización de metales líquidos, presiones superiores o iguales a 5 bares dan mejores resultados. Son necesarios elementos de control electrónico para colocar precisamente el chorro líquido en las zonas de máxima amplitud acústica.



**Figura 2.6:** Principio de atomización ultrasónica por ondas estacionarias (adaptada de Bendig, 1988).

Los resultados experimentales obtenidos con este método de atomización no son muy buenos; sin embargo, son implementados en algunos dispositivos comerciales. Lo más destacable es que dicho método permite atomizar grandes caudales de líquidos en comparación con los demás métodos de atomización ultrasónica.

### 2.4.3 - Atomización de láminas líquidas de pequeño espesor.

El líquido a atomizar se extiende sobre una superficie sólida en vibración bajo la acción de una fuerza transversal. Cuando la amplitud de desplazamiento de la superficie sólida alcanza cierto valor, se produce una emisión de gotas muy pequeñas en la superficie libre de la lámina líquida. Según Topp (1973), para amplitudes de desplazamiento de la superficie sólida del transductor inferiores a  $15 \mu\text{m}$ , la inestabilidad de las ondas es la única responsable de la formación de gotas; pero cuando la amplitud de vibración de la superficie sólida es muy elevada (superior a  $15 \mu\text{m}$ ), la formación de las gotas resulta de la acción combinada de la inestabilidad de las ondas y de la cavitación ultrasónica. La amplitud de la fuerza aplicada necesaria para la formación de gotas se obtiene añadiendo un amplificador mecánico al elemento piezoeléctrico, generador de ultrasonidos. Las frecuencias de trabajo son del orden de

algunas decenas de kHz y los voltajes de alimentación de los piezoeléctricos son inferiores a 100 V en general [(Lierke y Greisshammer, 1967), (Sindayihebura, 1995)].

Este método de atomizado es el seleccionado en esta tesis para la generación de aerosoles usados en aerosolterapia. Las características de este sistema de atomización son:

- La formación de gotas ocurre sólo cuando la amplitud de vibración de la superficie sólida supera un cierto valor crítico. Este valor está estimado a 2  $\mu\text{m}$  para líquidos comunes poco viscosos (Lang 1962).
- La distribución del tamaño de las gotas es muy estrecha. En teoría, este procedimiento permitiría generar gotas de tamaños casi idénticos si se evitara el fenómeno de coalescencia.
- El consumo de energía es moderado (potencias inferiores a 50 W).

## **2.5 - Aplicaciones de la atomización ultrasónica.**

Las características de la atomización ultrasónica de líquidos han despertado grandes intereses a nivel tanto científico como tecnológico. Se han realizado muchas investigaciones y puesto a punto diferentes técnicas para utilizar de este nuevo método de generación de gotas en diversas áreas de aplicaciones industriales.

### **2.5.1 - Aplicaciones médicas.**

Una de las aplicaciones establecidas de la atomización ultrasónica es la producción de aerosoles usados en la terapia médica de inhalación de medicamentos. El tratamiento de estas enfermedades requiere de una atomización fina de medicamentos con una distribución estrecha del tamaño de las gotas para asegurar una excelente penetración de los mismos en todas las partes de las vías respiratorias. En este campo, los estudios experimentales realizados especialmente por Muromtsev y Nenashev (1960), han demostrado que los atomizadores ultrasónicos son muy competitivos con respecto a los atomizadores neumáticos generalmente utilizados; pues generan gotas que responden a las características exigidas sin ninguna alteración de las propiedades farmacéuticas del producto.

La ausencia de un gas auxiliar para llevar a cabo la atomización ultrasónica hace que los atomizadores ultrasónicos sean los más convenientes para ser utilizados en los sistemas de anestesia [(Topp y Eisenklam, 1973), (Suslick, 1988)]. Berger (1984) recalcó la importancia de la atomización ultrasónica en el proceso de vaporización de líquidos anestésicos para animales. En efecto, los atomizadores ultrasónicos facilitan la regulación de las dosis necesarias y no perturban la respiración en el momento del tratamiento. Además el dispositivo atomizador se puede colocar directamente en el circuito respiratorio; lo que permite evitar el uso de un gas transportador susceptible de modificar algunas propiedades farmacéuticas del producto terapéutico atomizado.

Sin embargo, si se trata de sistemas portátiles para el tratamiento de enfermedades tan comunes como el asma, aún queda mucho por investigar en este campo. Ante todo, es necesario considerar circuitos electrónicos cuyo consumo sea razonable. Esto permitirá, por una parte, reducir considerablemente las dimensiones del dispositivo y poder trabajar con sistema recargable, por lo que el precio del producto podría reducirse sustancialmente. Un interés especial se le ha dedicado a la solución de este problema durante la realización de los trabajos que ha resultado en la memoria de esta Tesis (ver Capítulo 7).

### **2.5.2 - Aplicaciones en el campo de la combustión.**

Otra posible aplicación es la atomización ultrasónica de combustible líquido, para lo cual se han realizado muchos trabajos exitosos en este campo. Las principales ventajas de este método sobre los atomizadores convencionales son la relativa uniformidad del tamaño de gotas, el funcionamiento silencioso y la alta eficiencia. En la literatura, existen algunos trabajos experimentales sobre la utilización de atomizadores ultrasónicos en quemadores y motores de combustión interna. Este es el caso de un quemador de uso doméstico elaborado por un grupo de investigadores del American Petroleum Institute (API) entre 1962 y 1966 [(McCullough *et al.*, (1966), (Topp y Eisenklam, (1972)]. Las frecuencias de trabajo de los atomizadores ultrasónicos que conforman estos quemadores variaban entre 50 y 100 kHz. Las gotas generadas por los atomizadores se queman fácilmente, dando lugar a llamas de buena calidad con una producción despreciable de residuos contaminantes gaseosos y

sólidos. En aquella época, el factor prohibitivo de un uso muy expansivo de este tipo de quemadores era el alto costo del sistema de generación de las ondas ultrasonoras (circuito oscilante y elemento piezoeléctrico adecuados); pero afortunadamente este aspecto ha sido resuelto hoy en día gracias a los progresos logrados por la electrónica desde entonces.

Simultáneamente, investigadores ingleses del “College of Aeronautics Cranfield” (Ohinouye, 1964), emprendieron importantes trabajos con el objeto de cambiar el sistema de carburación de motores de automóviles por atomizadores ultrasónicos. En un carburador, la atomización del carburante se controla por la velocidad del aire, ajustada por la acción combinada de un conducto convergente-divergente y de una mariposa. Este sistema da lugar, por una parte a una mala carburación cuando la velocidad del aire es débil; y por otra parte a una reducción del coeficiente de llenado del motor, dejando una pequeña sección de pasaje a la mezcla de aire y de carburante. Al darse cuenta de que la eliminación de estos defectos requiere la utilización de un mecanismo de control de la inyección, lo que conlleva a un costo elevado del sistema de carburación, algunos investigadores propusieron sustituirlo por un atomizador ultrasónico. Los resultados experimentales disponibles actualmente no permiten ni refutar ni confirmar las ventajas esperadas del empleo de los atomizadores ultrasónicos en comparación con los carburadores.

Otros experimentos realizados en “The Fuels and Combustion Laboratory” de la Pennsylvania State University indicaron que la baja velocidad del spray es una característica clave en el diseño de sistemas avanzados de extinción de fuego y de alta eficiencia (Berger, 1984). Investigadores de este mismo laboratorio han empleado también atomizadores ultrasónicos en el estudio sobre la combustión de suspensiones de carbón.

### **2.5.3 - Producción de polvos metálicos finos y recubrimientos de superficies.**

Una aplicación importante de la atomización ultrasónica, basada sobre los experimentos de Stamm (1964) que ha tenido mucho uso industrial, es la producción de polvos metálicos con partículas casi uniformemente esféricas. Se atomiza el metal fundido por ultrasonido y luego se deja solidificar en una atmósfera inerte. La eficiencia de los atomizadores ultrasónicos es mucho más alta que la de los

atomizadores convencionales. El hecho más importante, sin duda, es la relativa estrechez de la distribución del tamaño de las partículas metálicas; tamaño que es posible controlar y que se determina precisamente por la frecuencia de oscilación del transductor de generación de los ultrasonidos. La estrecha distribución es obviamente de gran importancia en campos tales como la metalurgia de polvos.

Los resultados de los estudios experimentales sobre la producción de polvos metálicos finos y la deposición de capas finas y uniformes sobre sustratos, sobre todo en algunos procesos de fabricación de celdas fotovoltaicas, son prometedores (Sindayihebura, 1995).

La atomización ultrasónica es muy eficiente en el proceso de fabricación de semiconductores. Ensayos comparativos realizados por un importante fabricante de semiconductores indican que el factor de tolerancia en el control de los productos elaborados se duplica cuando se usan atomizadores ultrasónicos. El uso de estos atomizadores permite también reducir la cantidad de materiales perdidos por salpicadura. Además impiden la contaminación de los productos eliminando las sustancias extrañas que se arrastran de manera inevitable por el flujo de gas si se usaran los atomizadores de aire.

#### **2.5.4 - Secado de materiales.**

El secado es otro campo donde se aplica la atomización ultrasónica con resultados prometedores. El proceso de secado consiste normalmente en atomizar una solución o una suspensión con atomizadores de presión y descargarla en un reactor en el cual circulan grandes volúmenes de aire caliente a alta velocidad. Se hacen rotar las gotas del aerosol alrededor del flujo de aire caliente y, debido a la alta temperatura, se secan rápidamente, resultando un polvo que se recoge en la cámara del reactor.

El flujo de aire de secado se configura para que las gotas se mantengan en suspensión el mayor tiempo posible, para asegurar que el producto se seque completamente. Para aplicaciones de flujos moderados, los atomizadores ultrasónicos son más atractivos. La baja velocidad del spray generado por estos dispositivos facilita considerablemente el secado de las gotas ya que permanecen más tiempo en suspensión en el flujo de aire caliente sin tendencia de una caída rápida.

### **2.5.5 - Aplicaciones agrícolas.**

Para el tratamiento fitosanitario, el método de atomización ultrasónica es más interesante que los métodos clásicos de atomización. Estudios realizados por un equipo de la Facultad de Agronomía de la Universidad Católica de Louvain (Bélgica) muestran que la utilización de atomizadores ultrasónicos asegura una protección más eficaz con respecto a los atomizadores de presión (Sindayihebura, 1995). Para eliminar las malas hierbas (en particular las plantas de *Stellaria media* L.) en una plantación de maíz, atomizaron por dos métodos distintos un herbicida selectivo, el Mikado, que es una solución que contiene Sulcotriona (principio activo) en suspensión. El experimento consiste en seguir la evolución de la eficacia del tratamiento en función de la dosis de Mikado y de la técnica de atomización utilizada. La eficacia del proceso se define por el porcentaje de hierbas malas matadas por el herbicida con respecto a la cantidad de plantas vivas iniciales. Del análisis de los resultados, se detectó que la atomización ultrasónica fue más eficaz que la atomización por presión. Además con la atomización ultrasónica, el gasto de herbicida es mucho menor, conservando la eficacia del tratamiento. Estos buenos resultados se deben muy probablemente al pequeño tamaño y a la baja velocidad de las gotas generadas, lo que favorece la mayor fijación del producto sobre las plantas y una menor propagación del mismo, aspecto importante si se tratan de productos químicos capaces de dañar al ambiente. Estos trabajos dejan pensar que la atomización ultrasónica puede resultar muy eficaz para otras aplicaciones en la esfera agrícola.

### **2.5.6 - Acondicionamiento del aire.**

El acondicionamiento del aire en los locales habitados consiste en garantizar condiciones óptimas de humedad y de temperatura. Los locales pueden ser oficinas, hospitales, salas de reunión, etc. donde hace falta asegurar el confort de los seres humanos, almacenes de conservación de productos, industrias alimenticias, textiles, donde se ponen en marcha procesos de fabricación muy delicados. En algunos casos, la obtención de las condiciones óptimas requiere del aumento de la humedad, que se logra por atomización del agua generando gotas finas. Los atomizadores ultrasónicos permiten sustituir el complejo dispositivo clásico de atomización compuesto por una bomba y un depósito de recuperación del agua no evaporada. Gracias al pequeño

tamaño de las gotas y a su distribución estrecha, todo el agua atomizada ultrasónicamente se evapora instantáneamente. En el mercado existen humidificadores ultrasónicos sumamente eficaces.

El control preciso de la humedad es importante en muchas áreas industriales, incluyendo las instalaciones de equipos informáticos y de procesado de papel. Para lograr la humedad se inyecta normalmente el vapor de agua en un flujo de aire a través de un sistema centralizado. Los atomizadores convencionales de presión no satisfacen esta aplicación porque la alta velocidad del spray generado es muy difícil de manejar. No es fácil por ejemplo arrastrar un spray, en el cual las gotas se mueven con más de 10 m/s, en un flujo de aire de 2 a 3 m/s. Sin embargo, la baja velocidad del aerosol generado por atomizadores ultrasónicos, junto con el tamaño de las gotas, permite arrastrar fácilmente la neblina en un flujo de gas en movimiento. Esto hace que los atomizadores ultrasónicos sean muy eficientes para aplicaciones de este tipo.

## **2.6 – Conclusiones parciales.**

Del estudio exhaustivo de la bibliografía existente sobre este tema y recogido en este Capítulo, se desprende la necesidad de continuar la investigación sobre la atomización ultrasónica por sus interesantes propiedades y para esclarecer los mecanismos físicos que la provocan. Está claro que un estudio experimental, con la ayuda de las modernas técnicas de investigación, proporcionará mayor detalle sobre el proceso de atomización ultrasónica. En el presente trabajo de Tesis, se emplearán varias técnicas novedosas de investigación:

- Fluorescencia Planar Inducida por Láser (PLIF) como técnica de visualización.
- Difractometría Láser como técnica de medida de tamaño de partículas.
- Velocimetría por Imagen de Partículas (PIV) como técnica de medida de velocidades.

La definición y descripción detallada de cada una de estas técnicas de medición se encontrará en cada uno de los capítulos correspondientes.

## CAPÍTULO 3

### GENERACIÓN DE ONDAS ULTRASÓNICAS.

#### 3.1 - Introducción.

Los ultrasonidos son ondas acústicas inaudibles que cubren un rango de frecuencias que va desde aproximadamente los 20 kHz hasta los  $10^{10}$  ó  $10^{11}$  Hz, es decir, hasta las frecuencias asociadas a longitudes de onda comparables con las distancias intermoleculares. Este anchísimo campo de frecuencias ofrece una gran variedad de aplicaciones cuya exploración y explotación constituyen la base del desarrollo del campo de los ultrasonidos. En general, las aplicaciones de los ultrasonidos se dividen en dos categorías: baja y alta intensidad (Gallego *et al.*, 2000). Las aplicaciones de baja intensidad son aquellas en las que las ondas ultrasónicas son utilizadas para obtener información sobre el medio en el que se propagan sin que se produzca alteración en el mismo. En cambio, las aplicaciones de alta intensidad, o de potencia, son aquellas en las que el objetivo es producir efectos permanentes en el medio utilizando la energía ultrasónica. El límite entre la baja y la alta intensidad es muy difícil de fijar, pero puede establecerse aproximadamente, dependiendo del medio, entre 0,1 y 1 W/cm<sup>2</sup>.

Mientras que las aplicaciones de baja intensidad han tenido un continuo desarrollo a lo largo de casi todo el siglo XX (ensayos no destructivos, ecografía médica, sensores, etc.), el campo de los ultrasonidos de potencia permanece todavía, en muchos aspectos, inexplorado. En particular, la aplicación de los ultrasonidos de alta intensidad en fluidos y medios multifásicos (gases o líquidos con partículas, gotas o burbujas en suspensión y/o sólidos porosos con fluidos en su interior) representa un área potencial de investigación de notable interés y muchas perspectivas.

Los ultrasonidos se generan por la vibración de una fuente energética, foco emisor (que en nuestro caso, se trata de cerámicas piezoeléctricas), necesitando para su propagación la existencia de medios que reúnan condiciones elásticas. La perturbación inicial se transmite a las partículas del medio, comportándose como vehículos de las vibraciones, dando lugar a la propagación de los diferentes tipos de ondas, dependientes de los modos principales de vibración. Son consideradas como vibraciones sinusoidales desde el punto de vista físico-matemático y su estudio requiere conocer, a priori, los sistemas mecánicos vibratorios y sus principios fundamentales, ecuaciones, parámetros, y magnitudes.

### **3.2 - Antecedentes históricos.**

La generación de vibraciones ultrasónicas tiene su origen en dos efectos físicos que se dieron a conocer en los años 1847 y 1880: el fenómeno de la *magnetostricción*, descubierto por Joule, y el *efecto piezoeléctrico* en cuyo estudio colaboraron los hermanos Curie. Estos conocimientos permitieron el diseño de circuitos empleando osciladores magnetostrictivos y los de tipo cristalino para obtener elevadas frecuencias. Sus aplicaciones prácticas empezaron a manifestarse en los años 1912, los segundos, y en 1928, los primeros, en equipos diseñados por Langevin y por Pierce, respectivamente, en cada uno de dichos campos (Cracknell, 1983).

No obstante, los primeros antecedentes acerca de frecuencias ultrasónicas remontan al año 1883 con el conocimiento del silbato de Galton. Con el afán de lograr altas frecuencias, König en 1899 produjo oscilaciones en el aire, llegando a 90 kHz con la ayuda de un dispositivo provisto de un diapason. Aunque este método no aportó, en principio, ninguna finalidad práctica, marcó el inicio en el estudio de los generadores de ultrasonidos (Ors, 1986).

Diversos estudios y observaciones permitieron que muchos años más tarde, en 1927, otros investigadores iniciasen un estudio más completo acerca de los efectos producidos por chorros de aire. Con nuevos dispositivos se superaron los 120 kHz de frecuencia y se alcanzaron los 500 kHz con corrientes de hidrógeno.

Es importante recordar que en 1925, se descubrió el primer generador mecánico y consistía en someter a vibración varillas metálicas o de vidrio. Con este método se llegó a frecuencias de 33 kHz utilizando tubos de 7,5 cm de longitud. La interpretación matemática del método, involucra el módulo de Young y la densidad del material excitado, parámetros muy importantes en la caracterización de los materiales utilizados en la generación de ondas ultrasónicas (Ors, 1986).

Como se puede ver, hay una sucesión de muchos trabajos e investigaciones orientados a diversas aplicaciones en un momento durante el cual ya se habían conocido los dos efectos físicos (magnetostricción y piezoelectricidad) necesarios para la generación de ultrasonidos. Al mismo tiempo se desarrollaba extensamente el conocimiento de las propiedades de los metales y conceptos fundamentales sobre la isotropía y anisotropía de elasticidad de aquellos medios.

El hecho de mayor relevancia, origen de los emisores y receptores de ultrasonidos que se utilizan en la actualidad, se debe sin duda a los hermanos Curie que en 1880 descubren el efecto piezoeléctrico en diferentes tipos de cristales. Lippmann, un año más tarde, predijo la reciprocidad del efecto, que los propios Curie confirmaron [(Curie, 1881), (Lippmann, 1881)].

Se conocieron diversas comunicaciones científicas a partir de tales descubrimientos y muchos investigadores haciéndose eco de las mismas, fueron dirigiéndolas a sectores de aplicación. Posteriormente, al llegar la Primera Guerra Mundial, con motivo del hundimiento del barco Titanic, aquella corriente fue orientada hacia la posibilidad de localizar objetos sumergidos. Es así entonces como Langevin detectó la presencia de un submarino a través de un dispositivo proyectado a base de dos cristales de cuarzo que funcionaban uno como emisor y otro como receptor.

Con este bosquejo histórico, se vislumbra el impacto que han tenido los ultrasonidos sobre la Ciencia y la Tecnología modernas.

### 3.3 – Aplicaciones de los ultrasonidos.

Generalmente los generadores de ultrasonidos se fundan en la piezoelectricidad o en la magnetostricción. Los ultrasonidos son engendrados por manantiales sonoros y requieren de un medio material y elástico para propagarse. Así los ultrasonidos no son sino variaciones de la presión del medio (aire, líquido o sólido) que se reproducen cíclicamente. Las ondas ultrasonoras se propagan mejor en el agua y en los medios sólidos que en el aire, y dan lugar a fenómenos de reflexión cuando pasan de un medio a otro diferente. Por otra parte, en el corto espacio que media entre la semionda en la cual el aire se halla comprimido y la semionda sometida a depresión, existen diferencias de presión de varias atmósferas y se comprende que estas ondas puedan ejercer efectos mecánicos en la materia finamente dividida, las suspensiones, etc.

Por estas propiedades, por los fenómenos que los ultrasonidos provocan en su propagación en diversos medios elásticos gaseosos, líquidos y sólidos, y debido fundamentalmente al desarrollo de los sistemas de su generación, los ultrasonidos han dado lugar a numerosas aplicaciones técnicas y científica, entre las cuales pueden citarse:

- Sondas para medir profundidad del mar y detectar los bancos de peces, los submarinos, etc.;
- Medición industrial de espesores y detección de burbujas, grietas y otros defectos internos de las piezas (el aire incluso refleja los ultrasonidos, mientras que, en las demás partes de la pieza, éstos pasan libremente);
- Homogeneización de las disoluciones y las emulsiones;
- Desgasificación de líquidos y metales fundidos (las burbujas son sacudidas y pueden desprenderse y ascender a la superficie);
- Disipación de la niebla y coagulación de aerosoles (proyectando con fuerza las gotitas unas sobre otras hasta fundirlas en gotas grandes);
- Activación de reacciones químicas, rotura de macromoléculas, aceleración de la electrólisis;
- Limpieza absoluta de piezas crasas, por fragmentación y dispersión de la suciedad;
- Soldadura de piezas metálicas;

- Aplicaciones terapéuticas; etc.

### **3.4 - Fundamentos físicos de la piezoelectricidad.**

#### **3.4.1 - Efecto Piezoeléctrico.**

El desarrollo de la tecnología ultrasónica actual proviene principalmente, aunque no exclusivamente, del aprovechamiento de la piezoelectricidad secundada por técnicas electrónicas modernas.

Etimológicamente, la piezoelectricidad significa la producción de electricidad por ciertos cristales sometidos a presiones o a deformaciones mecánicas (Piezo es un prefijo derivado del griego *piezein*, que significa *comprimir*).

La piezoelectricidad es una propiedad física que se manifiesta en algunos materiales naturales o artificiales, anisótropos. Fue descubierta por los Hermanos Curie en 1880. Ellos observaron que, al someter a ciertos materiales a un esfuerzo mecánico externo, se creaba en su interior un campo eléctrico, apareciendo cargas eléctricas de igual valor pero de signo contrario en sus caras opuestas; y que el grado de polarización era proporcional al esfuerzo aplicado. Este fenómeno se conoce como *efecto piezoeléctrico directo*. Al año siguiente (1881), Lippmann, basándose en consideraciones termodinámicas, predijo el *efecto piezoeléctrico inverso* consistente en la aparición de deformaciones mecánicas en ciertos materiales al someterlos a la acción de un campo eléctrico externo [(Pallás, 1989), (Pérez, 1990)].

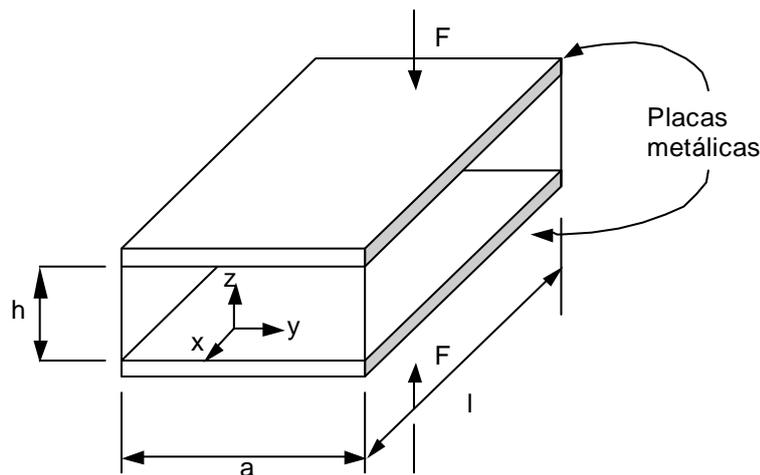
El efecto piezoeléctrico se manifiesta en numerosos cristales naturales, como por ejemplo el cuarzo, la turmalina y la sal de Rochelle que han sido utilizados durante muchos años como transductores electromecánicos. Para que haya efecto piezoeléctrico en un cristal, su estructura interna debe estar desprovista de centro de simetría. Cuando se aplica un esfuerzo, ya sea de tracción o de compresión a tal cristal, se altera la separación entre los sitios de ubicación de las cargas positivas y negativas en cada celda elemental, lo que conlleva a una polarización en la superficie del cristal. El efecto piezoeléctrico es prácticamente lineal, pues la polarización varía directamente con el esfuerzo aplicado; y además, la polaridad de la carga eléctrica resultante, es función del plano de corte del material (posición de las caras colectoras) y de la dirección de aplicación de la fuerza. Por lo tanto, los esfuerzos de tracción y de

compresión generarán campos eléctricos y, por consiguiente, voltajes de polaridad opuesta. Recíprocamente, cuando un cristal está expuesto a un campo eléctrico, experimenta una deformación elástica, incrementando o reduciendo sus dimensiones de acuerdo a la polaridad del campo.

La descripción de la interrelación entre las magnitudes eléctricas y las mecánicas en un material piezoeléctrico se hace mediante las denominadas ecuaciones piezoeléctricas.

### 3.4.2 - Ecuaciones piezoeléctricas.

El fenómeno de la piezoelectricidad resulta teóricamente complejo si se considera las características estáticas y dinámicas inherentes a los diversos tipos de materiales de acuerdo con la naturaleza y propiedades de los mismos.



**Figura 3.1:** Parámetros empleados para las ecuaciones piezoeléctricas.

Debido a la anisotropía elástica de los medios piezoeléctricos, sus constantes elásticas varían de acuerdo con las direcciones elegidas, así como con la textura y orientación de los dominios. Los aspectos más interesantes residen en el comportamiento eléctrico, por un lado, y en el mecánico, por otro, existiendo íntima relación entre los mismos a través de coeficientes y constantes de carácter muy específico. Así pues, se encuentran unas relaciones de magnitudes mecánicas y de

magnitudes eléctricas, al mismo tiempo que las que resultan de la dependencia de unas y otras, conduciendo a relaciones electromecánicas.

Para la comprensión de la piezoelectricidad y, por consiguiente, de la generación de los ultrasonidos, se definen algunos de estos parámetros; considerando la Figura 3.1 donde se han dispuesto dos placas metálicas de manera que se constituye un condensador.

▪ **En el caso de un material dieléctrico no piezoeléctrico:**

Según la ley de Hooke, al aplicar una fuerza  $F$  en el margen elástico, es decir siempre y cuando no se entre en la región plástica, aparece una deformación. La magnitud de la deformación se relaciona con el esfuerzo aplicado a través del módulo de Young:

$$S = s \cdot T \quad (3.2)$$

donde  $\left(\frac{1}{s}\right)$  es el módulo de Young y  $T$  es el esfuerzo  $\left(\frac{F}{A}\right)$ .  $A$  es el área de la placa metálica sobre la cual se ha aplicado la fuerza  $F$ .

Al aplicar una diferencia de potencial entre las placas, se crea un campo eléctrico  $\vec{E}$ , y se cumple:

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} \quad (3.3)$$

donde  $\vec{D}$  es el *vector desplazamiento* (o *densidad de flujo eléctrico*),  $\epsilon$  es la constante dieléctrica,  $\epsilon_0 = 8,85 \text{ pF/m}$  es la permitividad del vacío y  $\vec{P}$  es el *vector polarización*.

▪ **En el caso de un material piezoeléctrico unidireccional,** con campo, esfuerzo, etc., en la misma dirección, de acuerdo con el principio de conservación de la energía, a baja frecuencia (campos cuasiestáticos) se cumple:

$$D = d \cdot T + \epsilon^T \cdot E \quad (3.4)$$

$$S = s^E \cdot T + d' \cdot E \quad (3.5)$$

donde  $\epsilon^T$  es la *permitividad a esfuerzo constante* y  $s^E$  es la *constante de elasticidad* (o *compliance*) a campo constante. Eso significa que respecto a un material no piezoeléctrico, aparece una deformación debida también al campo eléctrico y una

carga eléctrica debida al esfuerzo mecánico (las cargas desplazadas en el interior del material inducen en las placas, cargas superficiales de polaridad opuesta).

Si el área superficial no cambia por el esfuerzo aplicado (cosa que no sucede en los polímeros),  $d = d'$ ;  $d$  es el denominado *coeficiente piezoeléctrico de carga* o *constante piezoeléctrica*. Sus dimensiones son culombio dividido por newton [ $C \cdot N^{-1}$ ]

Despejando  $E$  de la ecuación (3.4) se obtiene:

$$E = \frac{D}{\varepsilon^T} - T \cdot \frac{d}{\varepsilon^T} = \frac{D}{\varepsilon^T} - g \cdot T \quad (3.6)$$

donde  $g = \frac{d}{\varepsilon^T}$  es el denominado *coeficiente piezoeléctrico de tensión*.

Despejando  $T$  de la ecuación (3.5) se obtiene:

$$T = \frac{d}{s^E} E + \frac{1}{s^E} S = c^E \cdot S - e \cdot E \quad (3.7)$$

donde:

$e = \frac{d}{s^E}$  es el *coeficiente piezoeléctrico de esfuerzo*. Viene dado en [ $N \cdot V^{-1} \cdot m^{-1}$ ]

$c^E = \frac{1}{s^E}$  es el módulo de elasticidad o de rigidez. Viene dado en [ $N \cdot m^{-2}$ ]

$s^E$  es la constante de elasticidad. Viene dado en [ $N^{-1} \cdot m^2$ ].

Otro parámetro empleado en la descripción del efecto piezoeléctrico es el denominado coeficiente de acoplamiento electromecánico,  $k$ , que se define como la raíz cuadrada del cociente entre la energía disponible a la salida y la energía almacenada, a frecuencias muy inferiores a la resonancia mecánica. Es un parámetro adimensional y se demuestra que:

$$k^2 = \frac{d^2}{\varepsilon^T s^E} = g \cdot e \quad (3.8)$$

Es importante destacar que este parámetro permite conocer la amplitud del material piezoeléctrico para transformar una clase de energía en otra. Para comprender su significado, se supone un cristal que se comprime al someterlo a un esfuerzo. Al cesar este, la energía gastada en el proceso se recupera. Sin embargo, durante la

compresión, una parte de la energía se transformó depositando cierta carga sobre los electrodos. El cristal puede considerarse equivalente a un condensador cargado; al cesar la carga recupera el cristal la forma y dimensiones originales. Se está, por lo tanto, en presencia de una transformación o transferencia de energía mecánica en eléctrica. Un razonamiento análogo se seguiría en el efecto inverso. El factor de acoplamiento electromecánico se representa de forma general por la relación:

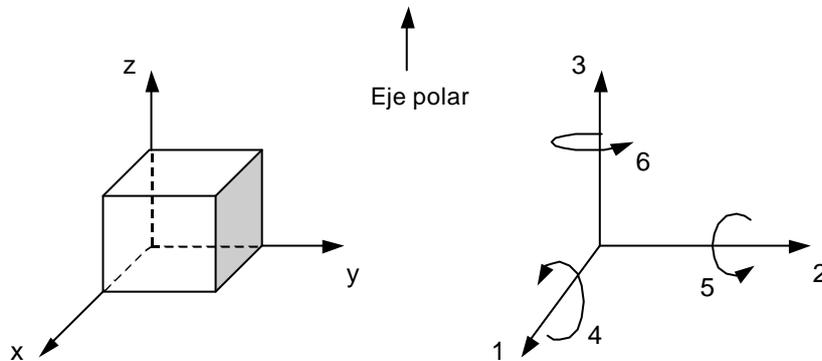
$$k^2 = \frac{\text{Energía eléctrica (o mecánica) transformada}}{\text{Energía eléctrica (o mecánica) aplicada}} \quad (3.9)$$

En el caso de un sólido cristalino tridimensional puede haber esfuerzos de tracción o compresión según los tres ejes coordenados, que se designan con los subíndices 1, 2, 3 y también esfuerzos de cizalladura, designados con los subíndices 4, 5 y 6, como se representa en la Figura 3.2.

Con esta notación, *si no hay efecto piezoeléctrico* se tiene:

$$[S_i] = [s_{ij}] \cdot [T_j] \quad i = 1, 2, 3; \quad j = 1, \dots, 6 \quad (3.10)$$

$$[D_i] = [\varepsilon_{ij}] \cdot [E_j] \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (3.11)$$



**Figura 3.2:** Convenio para los índices que indican las direcciones en un material piezoeléctrico.

Cuando *hay efecto piezoeléctrico*, las ecuaciones piezoeléctricas son:

$$[S_i] = [s_{ij}] \cdot [T_j] + [d_{ik}] \cdot [E_k] \quad (3.12)$$

$$[D_l] = [\epsilon_{lm}] \cdot [E_m] + [d_{ln}] \cdot [T_n] \quad (3.13)$$

donde  $j, n = 1, \dots, 6$ , e  $i, k, l, m = 1, 2, 3$ .

Las  $d_{ij}$  son las denominadas constantes piezoeléctricas, que relacionan el campo eléctrico en la dirección  $j$  con la deformación en la dirección  $i$  y, a la vez, la densidad superficial de carga en la superficie normal a la dirección  $i$  con los esfuerzos en la dirección  $j$ . Se cumple que  $d_{ij} = d_{ji}$  y  $\epsilon_{lm} = 0$  siempre que  $l \neq m$ .

Se cumple también:

$$d_{ij} = \epsilon_i \cdot g_{ij} \quad (3.14)$$

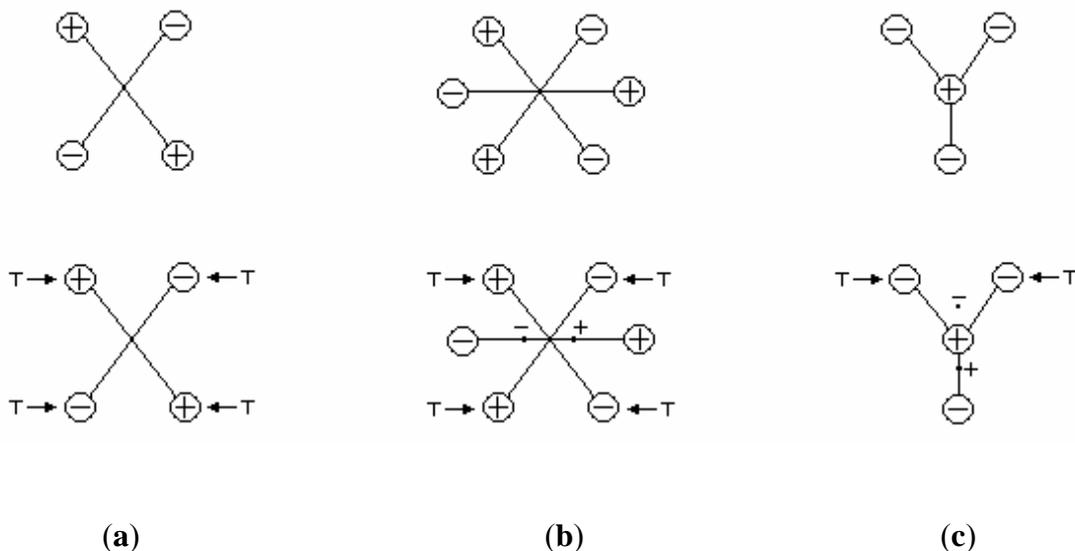
Para el coeficiente de acoplamiento  $k$  se emplea el mismo convenio.

### 3.4.3 - Materiales piezoeléctricos.

Para entender el efecto piezoeléctrico, es necesario considerar primeramente el comportamiento del material en el cual se manifiesta este fenómeno, a escala microscópica. Como se ha señalado con anterioridad, un material para ser piezoeléctrico, requiere que su estructura cristalina no tenga centro de simetría. Esta condición impuesta a la estructura cristalina hace que las propiedades piezoeléctricas se manifiesten sólo en 20 de las 32 clases cristalográficas existentes - aunque en la práctica se usan sólo unas pocas - y también en materiales amorfos ferroeléctricos. De aquellas 20 clases, sólo 10 tienen propiedades ferroeléctricas.

Todos los materiales piezoeléctricos son, en cualquier caso, necesariamente anisótropos. La explicación de la propiedad de anisotropía de los materiales piezoeléctricos se ilustra a través de la Figura 3.3.

En el caso (a) hay simetría central, y al aplicar un esfuerzo no aparece polarización eléctrica. En el caso (b) en cambio, aparece una polarización paralela al esfuerzo, mientras que en el caso (c) aparece en una dirección perpendicular a éste.



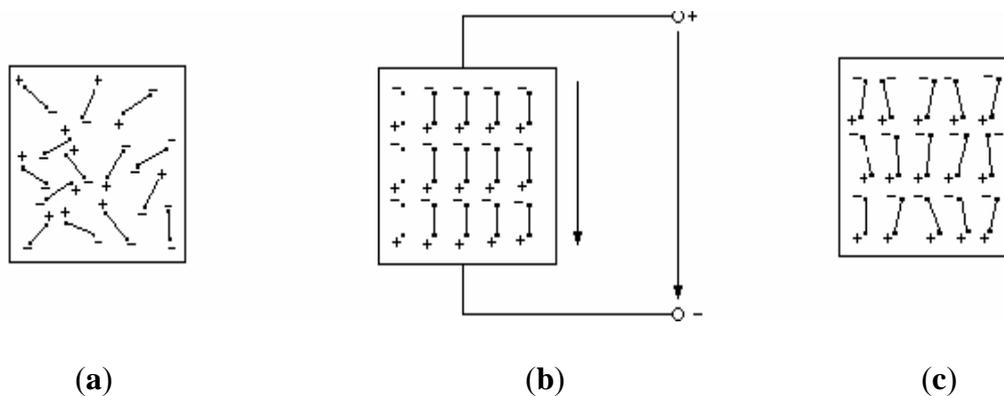
**Figura 3.3:** Efectos de un esfuerzo mecánico  $T$  en diferentes moléculas según su simetría.

Entre los materiales piezoeléctricos naturales, los de uso más frecuente son el cuarzo y la turmalina. De las sustancias sintéticas, las que han encontrado mayor aplicación no son monocristalinas sino que son cerámicas. En ellas hay muchos monocristales pequeños (del orden de  $1 \mu\text{m}$ ), con gran compacidad. Estas cerámicas son ferroeléctricas y para orientar los monocristales por igual (polarizarlos para conseguir el comportamiento piezoeléctrico) se les somete a un campo eléctrico durante su fabricación a una temperatura un poco por debajo de la temperatura de Curie (a temperaturas más altas son demasiado conductoras) (ver Pallás, 1989), aplicando una diferencia de potencial que depende del espesor, creándose campos eléctricos del orden de  $10 \text{ kV/cm}$ . Luego se enfrían manteniendo aplicado el potencial. Al cesar éste, los monocristales no se pueden desordenar totalmente de nuevo debido a las tensiones mecánicas acumuladas y queda una polarización remanente y una deformación permanente (lo que explica una vez más la propiedad de anisotropía en estos materiales). Este tratamiento de polarización constituye normalmente la última etapa del proceso de fabricación de las cerámicas piezoeléctricas; y les concede la propiedad de piezoelectricidad en cualquiera de sus direcciones.

En las cerámicas, los dipolos no son orientados fortuitamente, sino que los más cercanos se alinean entre ellos localmente formando regiones conocidas como

dominios de Weiss (Waanders, 1991). Dentro de un dominio de Weiss, todos los dipolos son alineados de una determinada forma para dar un momento dipolar neto al dominio, y por lo tanto una polarización (momento dipolar por unidad de volumen) neta.

La dirección de polarización entre dominios de Weiss cercanos dentro de un cristal puede diferenciarse en  $90^\circ$  o  $180^\circ$ , y debido a la distribución aleatoria de los dominios por todo el material (Figura 3.4 (a)), no puede haber una polarización o efecto piezoeléctrico total.



**Figura 3.4:** Momento eléctrico dipolar en los dominios Weiss.

- ◆ **a:** Antes de que haya polarización.
- ◆ **b:** Durante la polarización.
- ◆ **c:** Después de la producirse la polarización.

La fórmula general de las cerámicas piezoeléctricas (piezocerámicas) es  $A^{2+}B^{4+}O_3^{2-}$  donde A representa un ion de un importante metal bivalente como el Bario o el Plomo y B un ion de un metal tetravalente como el titanio o el circonio.

Físicamente las cerámicas piezoeléctricas son materiales duros, químicamente inertes y completamente insensibles a la humedad y a otras influencias atmosféricas. Sus propiedades mecánicas se parecen mucho a los conocidos aislantes cerámicos y sus procesos de fabricación son más o menos iguales.

Las cerámicas piezoeléctricas tienen gran estabilidad térmica y física, pueden fabricarse en muy distintas formas y con un amplio margen de valores en las

propiedades de interés (constante dieléctrica, coeficientes piezoeléctricos, temperatura de Curie, etc.). Su principal desventaja es la sensibilidad térmica de sus parámetros y su susceptibilidad a envejecer (pérdida de propiedades piezoeléctricas) si su temperatura se acerca a la de Curie. Las más empleadas son: el *titanato-circonato de plomo* (PZT), que es el utilizado en esta tesis, el *titanato de bario* ( $\text{BaTiO}_3$ ) y el *metaniobato de plomo* ( $\text{PbNb}_2\text{O}_6$ ).

Algunos polímeros que carecen de simetría central también presentan propiedades piezoeléctricas de magnitud suficiente para que tengan interés en diversas aplicaciones donde, por la forma y tamaños necesarios, sería imposible utilizar sólidos. El fluoruro de polivinilideno ( $\text{PVF}_2$  o PVDF) es el más conocido.

Para mejorar las propiedades mecánicas de los transductores piezoeléctricos, en particular su impedancia acústica, se emplean los denominados “composites” piezoeléctricos, que son sistemas heterogéneos de dos ó más fases diferentes de la que al menos una es activa piezoeléctricamente.

#### 3.4.4 - Funcionamiento básico de un material piezoeléctrico.

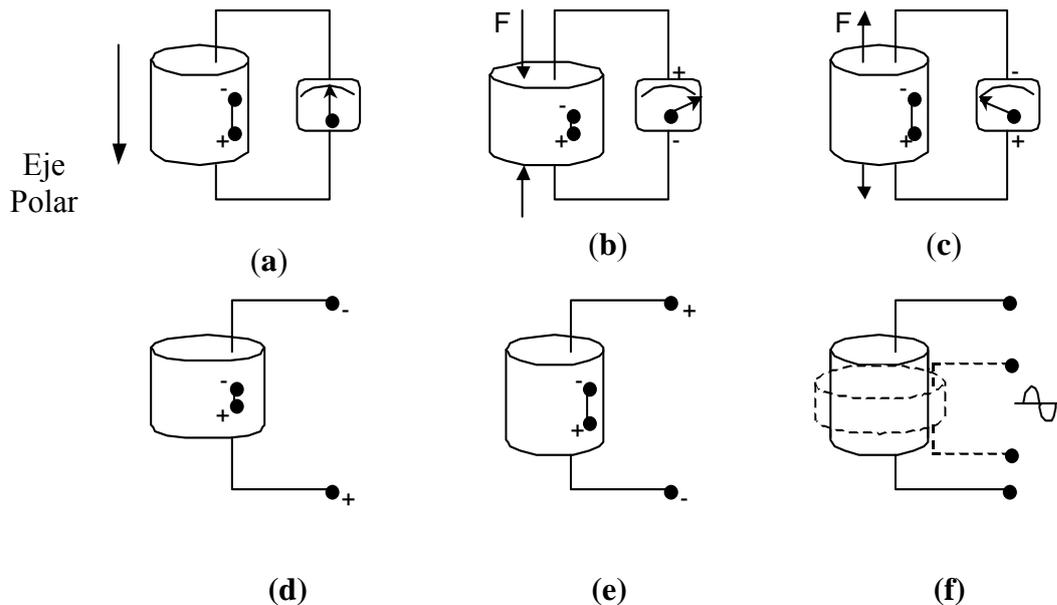
Como ya se ha explicado con anterioridad, cuando hay efecto piezoeléctrico, existe con claridad una interrelación entre las propiedades mecánicas y eléctricas de los materiales piezoeléctricos, una proporcionalidad entre polarización y esfuerzo y una dependencia de la polaridad del voltaje polar con la dirección de aplicación de la fuerza. Debido a todo esto, un material piezoeléctrico es susceptible de comportarse como un *generador* o un *motor*, aspectos que se entienden mejor a través de la Figura 3.5.

La Figura 3.5 (a) muestra un material piezoeléctrico de forma cilíndrica libre de carga, es decir que no está sometido a ningún esfuerzo.

Al aplicar una fuerza externa, paralela al eje de polarización, a este material, ésta queda sometida a una acción dinámica de compresión o tracción, dando lugar a un cambio en el momento eléctrico dipolar, y como consecuencia de ello, aparece un voltaje entre los electrodos.

Si el esfuerzo aplicado al cilindro es de compresión, el voltaje generado tendrá la misma polaridad que la diferencia de potencial eléctrico existente entre los dos polos

(Figura 3.5 (b)). Si el esfuerzo es de tracción, el voltaje generado tendrá la polaridad opuesta a la diferencia de potencial eléctrico existente entre los dos polos (Figura 3.5 (c)). En estos dos casos, el material piezoeléctrico actúa como un *generador*, es decir convierte la energía mecánica en energía eléctrica. Ejemplos del comportamiento como *generador* de los piezoeléctricos pueden encontrarse en encendedores de cigarrillos y de gas, brazos de gramófonos, acelerómetros, hidrófonos y micrófonos.



**Figura 3.5:** Efecto piezoeléctrico en un material piezoeléctrico cilíndrico.

Por otra parte, si se aplica entre los electrodos de un material piezoeléctrico un voltaje de polaridad opuesta a la diferencia de potencial eléctrico existente entre los dos polos, el cilindro se comprime (Figura 3.5 (d)). Si el voltaje aplicado tiene la misma polaridad que la diferencia de potencial eléctrico existente entre los dos polos, el cilindro se alarga (Figura 3.5 (e)). Finalmente si se somete el cilindro piezoeléctrico a una tensión eléctrica alterna entre sus dos polos opuestos, se origina una vibración mecánica de la misma frecuencia que el voltaje aplicado (Figura 3.5 (f)). En estos casos, el material piezoeléctrico actúa como un *motor*, es decir convierte la energía eléctrica en energía mecánica. Algunos ejemplos que evidencian este comportamiento de los piezoeléctricos como *motor* pueden encontrarse en los transductores empleados para la limpieza ultrasónica de equipos, atomizadores ultrasónicos, sistemas de inyección de combustibles y motores piezoeléctricos.

### 3.4.5 - Transductores piezoeléctricos.

La imposibilidad de desarrollar osciladores mecánicos que funcionen a frecuencias extremadamente altas, obliga a encontrar un medio alternativo de generación de ultrasonidos. Actualmente la forma más común de conseguir esto consiste en la generación de oscilaciones eléctricas de la frecuencia requerida y su posterior conversión en oscilaciones mecánicas. De esta forma, es posible definir la frecuencia con bastante precisión. Además el empleo de oscilaciones eléctricas, que es necesario para la generación de ultrasonidos de muy alta frecuencia, es también conveniente en la práctica para la generación de ultrasonidos de frecuencia menores. Los componentes activos, que convierten entre sí las oscilaciones eléctricas y ultrasónicas, se llaman *transductores*. De forma general, un transductor es cualquier dispositivo capaz de convertir un tipo de energía en otra.

Las cualidades necesarias en cualquier transductor son la *linealidad* (proporcionalidad entre la señal eléctrica y la acústica) y la *reversibilidad* (igualdad de movimiento en los dos sentidos de conversión de la energía). Cuando un transductor no posee intrínsecamente linealidad se precisa aplicar una determinada polarización para conseguir este efecto.

Existen diferentes tipos de transductores: explosivos, electroacústicos, electrodinámicos, electrostáticos, piezoeléctricos, magnetostrictivos, etc.

Durante muchos años, se han utilizado los transductores piezoeléctricos para convertir la potencia de una corriente eléctrica en potencia mecánica o acústica, o la presión de las vibraciones acústicas en señales eléctricas; y todo hace pensar que seguirán siendo utilizados en aplicaciones específicas en los que se requiere una conversión electromecánica.

El transductor piezoeléctrico es un emisor-receptor de ondas ultrasónicas basado en la propiedad de la piezoelectricidad. Antiguamente se fabricaba con algunos materiales naturales como la Sal de Rochelle, el cuarzo y el ADP (fosfato monoamónico). Estos materiales presentan el inconveniente de ser muy sensibles al calor y que algunos como la Sal de Rochelle son solubles en agua, por lo que se usan manteniéndolos en un baño de aceite. Tienen buen rendimiento, pero admiten solo potencias muy bajas. Actualmente, se ha mejorado la calidad del transductor piezoeléctrico debido a las exigencias de las aplicaciones modernas. El material que

forma el transductor se obtiene a partir de sustancias policristalinas isotrópicas que se calientan por encima del punto de Curie para liberar sus enlaces moleculares, sometidos a una tensión de polarización y dejándolos enfriar lentamente para obtener un cristal anisótropo (su comportamiento al someterlo a presión o tensión no es el mismo en todas sus caras). Debido a esto, se usa la cara del cristal con mayor rendimiento y se intenta anular el efecto de las otras caras. Son materiales de este tipo, el titanato de bario y el zirconato de titanio. Son muy útiles en acústica, ya que pueden moldearse de muy distintas formas y agruparse para obtener la directividad y el modo de funcionamiento más adecuado. Su principal inconveniente es la posibilidad de "despolarización" que puede producirse por alcanzar elevadas temperaturas, ser sometidos a un fuerte campo eléctrico o a sufrir grandes esfuerzos mecánicos.

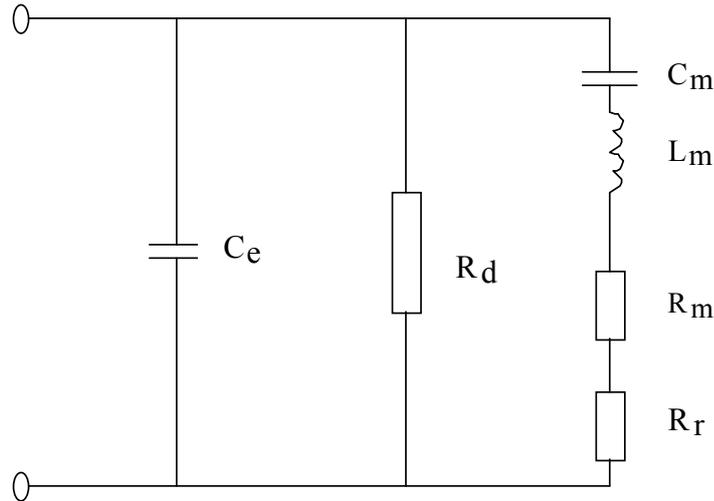
La eficacia de un transductor depende de los parámetros electromecánicos anteriormente definidos (epígrafe 3.4.2), rigiendo las condiciones de analogía en circuitos equivalentes a través de los principales componentes de los mismos.

#### **3.4.6 - Comportamiento dinámico de un transductor piezocerámico.**

Cuando un cuerpo piezoeléctrico está expuesto a un campo eléctrico alterno, sus dimensiones cambian periódicamente de acuerdo con la frecuencia del campo. En otras palabras, el cuerpo oscila y, si la frecuencia de oscilación se halla en las inmediaciones de sus frecuencias de resonancia, se puede describir el comportamiento de dicho cuerpo a través de un circuito equivalente.

La representación más sencilla en que se fundan los generadores de vibraciones ultrasónicas consiste en un sencillo circuito oscilante, capacitativo-inductivo, que bajo determinada tensión produce una descarga en el condensador. De acuerdo con esta consideración, así como las que se derivan de las analogías electromecánicas al estudiar los sistemas con vibraciones forzadas, se puede representar un transductor piezoeléctrico por un circuito equivalente (Figura 3.6) en el que aparecen las tres partes principales: eléctrica, mecánica y acústica.

- ◆  $C_e$  es la capacitancia del transductor para frecuencias inferiores a la resonancia menos la capacitancia  $C_m$ . Es la capacidad existente entre los electrodos.



**Figura 3.6:** Diagrama del circuito equivalente de un transductor piezocerámico.

- ◆  $R_d$  es la resistencia en paralelo que representa las pérdidas dieléctricas en el transductor, entre electrodos.
- ◆  $R_m$  es la resistencia mecánica de fricción (representa las pérdidas mecánicas).
- ◆  $R_r$  es la resistencia de radiación. Es una resistencia adicional debida al acoplamiento acústico del transductor. En el vacío,  $R_r = 0$ .
- ◆  $C_m$  es la capacitancia del circuito mecánico. Representa la docilidad del transductor.
- ◆  $L_m$  es la inductancia del circuito mecánico. Representa la masa del transductor.

El circuito total está formado por resistencias, inductancias y capacitancias, representando el equivalente del transductor. Se hace la distinción entre la parte eléctrica, mecánica y acústica. La parte mecánica resulta ser un circuito resonante poco amortiguado mecánicamente, ya que  $R_m$  es, generalmente, muy pequeño, pero sin embargo en la parte acústica es amortiguado por la resistencia  $R_r$ .

La impedancia mecánica  $Z_m$  que corresponde a las partes mecánica y acústica es:

$$Z_m = Z_r + R_m + j \cdot X_m = R_r + R_m + j \left( \omega \cdot L_m - \frac{1}{\omega} \cdot C_m \right) \quad (3.15)$$

$$X_m = \omega \cdot L_m - \frac{1}{\omega} \cdot C_m \quad (3.16)$$

donde  $Z_r$  es la impedancia acústica y  $X_m$  es la reactancia.

Y para alcanzar el valor de la frecuencia de resonancia  $\omega_0$  del transductor debe cumplirse que  $X_m$  sea igual a cero, resultando por lo tanto que:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{C_m}{L_m}} \quad (3.17)$$

Las diferentes aplicaciones de los ultrasonidos permiten operar a los transductores bajo ciertas condiciones. La más generalizada es en condiciones de resonancia. El problema es ciertamente complejo, ya que debe considerarse el medio en que va a tener lugar la radiación y reflexión; la velocidad de la superficie radiante y la proporción de energía reflejada. Éstos son parámetros a los que se presta mayor atención en las distintas aplicaciones y, especialmente, tratándose de medios fluidos.

### 3.4.7- Aplicaciones generales de la piezoelectricidad.

La aplicación del efecto piezoeléctrico a la transducción de magnitudes mecánicas basándose en las ecuaciones piezoeléctricas descritas anteriormente está sujeta a una serie de limitaciones. Una de ellas es que el valor de los coeficientes piezoeléctricos es sensible a la temperatura, y, además, por encima de la temperatura de Curie, todos los materiales dejan de ser piezoeléctricos. Esta temperatura es propia de cada material, y a veces es inferior incluso a las temperaturas propias de muchos ambientes industriales. Algunos materiales que presentan efecto piezoeléctrico son incluso delicuescentes, es decir que se liquidan absorbiendo la humedad, por lo que no son apropiados para transductores.

La impedancia de salida que presentan los materiales piezoeléctricos es alta, por lo que para medir la señal generada hay que emplear amplificadores electrométricos o de carga. Algunos transductores incorporan ya el amplificador, si bien ello limita el margen de temperaturas de utilización al que sea tolerable por los componentes electrónicos.

Entre las ventajas de los transductores piezoeléctricos la primera es su alta sensibilidad, obtenida muchas veces con bajo coste. En segundo lugar cabe señalar su alta rigidez mecánica, pues las deformaciones experimentadas son inferiores a 1  $\mu\text{m}$ . Esta alta impedancia mecánica es muy conveniente para la medida de variables como fuerza, presión, etc. La alta rigidez de los transductores les confiere un margen elevado de frecuencias de medida. Su pequeño tamaño y la posibilidad de tener dispositivos con sensibilidad unidireccional son también de interés en muchas aplicaciones.

Dado que la piezoelectricidad es un fenómeno esencialmente dinámico, la tecnología de transducción tendrá su campo preferente de aplicación en procesos de evolución rápida. El *efecto piezoeléctrico directo* se utiliza en la *recepción* de las ondas ultrasónicas; se aplica para medir presiones, deformaciones y oscilaciones, es decir, como *receptor* de ultrasonidos. El *efecto piezoeléctrico recíproco* se utiliza en la *generación* de ondas ultrasónicas; se aplica para producir o generar presiones, deformaciones y oscilaciones, es decir, como *emisor* de ultrasonidos. Este último es el utilizado en el proceso de atomización ultrasónica.

### **3.5 - Características del transductor utilizado en los experimentos.**

La utilización de un transductor piezoeléctrico requiere conocer muy bien una serie de propiedades generales y otras de carácter piezoeléctrico, del material con que está fabricado. Entre las primeras deben citarse la densidad y velocidad de propagación del sonido que conlleva a la impedancia acústica del material; la constante frecuencia/espesor, la temperatura máxima de Curie y la constante dieléctrica; son datos necesarios, lo mismo que el factor de acoplamiento.

Estas propiedades rigen las condiciones de elección del material más idóneo según la aplicación a que se dirija, ya sean los procesos industriales o a la detección de defectos en muy diversos materiales o medios metálicos, a temperatura ambiente y en componentes sujetos a temperaturas elevadas; igualmente deberán de ofrecer una resistencia a condiciones climatológicas, humedad y presencia de atmósferas corrosivas, etc., factores que condicionan la utilización del transductor más conveniente. Entonces resulta muy difícil encontrar un transductor ideal, ya que los materiales con que está manufacturado presentan ventajas en un sentido y desventajas en otro.

<b>Densidad</b>	$\rho = 7.500 - 7.900 \text{ kg.m}^{-3}$
<b>Velocidad de propagación del sonido</b>	$V = 4.000 \text{ m/s}$
<b>Impedancia acústica del material</b>	$Z = (22,5 - 30) * 10^6 \text{ N.s/m}^3$
<b>Temperatura de Curie</b>	$T_c = 193-490 \text{ }^\circ\text{C}$
<b>Constante frecuencia/espesor</b>	$2 \text{ MHz/mm}$
<b>Permitividad a esfuerzo constante</b>	$\epsilon_{33}^T = 400 - 4.000$
<b>Factor de acoplamiento</b>	$k_{33} = 0,67 - 0,7$
<b>Coefficiente de amortiguamiento interno</b>	$\delta = 1,008 - 1,2$
<b>Constante piezoeléctrica (o coeficiente piezoeléctrico de carga)</b>	$d_{33} = 80-593 \text{ pC/N}$
<b>Coefficiente piezoeléctrico de tensión</b>	$g_{33} = 8-40 * 10^{-3} \text{ V.m/N}$
<b>Campo producido por unidad de alargamiento</b>	$h_{33} = 1,8-4,6 * 10^9 \text{ V/m}$
<b>Resistividad</b>	$\rho_e \approx 10^{13} \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$

**Tabla 3.1** - Propiedades electromecánicas del transductor PZT.

Aunque exista una amplia gama de compuestos cristalinos, naturales unos y artificiales otros, solamente un número reducido de los artificiales, precisamente el de las cerámicas piezoeléctricas, tiene una aplicación eficiente en la generación de ondas ultrasónicas en el campo de la atomización de sustancias líquidas. De este selecto grupo de las cerámicas piezoeléctricas, se ha seleccionado el titanato-circonato de plomo (PZT), entre otras cosas, porque reúne la mejor condición como emisor de ultrasonidos (ver el valor del coeficiente piezoeléctrico de carga o constante piezoeléctrica  $d_{33}$ ) y por su elevado valor de factor de acoplamiento ( $k_{33}$ ) del cual depende la aptitud del transductor para conseguir la reversibilidad óptima en los procesos de transformación energética.

Las características y constantes (Ors, 1986 y Pallás, 1989) del PZT con que está formado el transductor utilizado en los experimentos se pueden ver en la Tabla 3.1.

### 3.6 - Modo de vibración del transductor “PZT”.

Se ha realizado estudios teóricos y experimentales para determinar el modo de vibración del transductor piezocerámico PZT que será utilizado en los experimentos posteriores sobre la atomización ultrasónica.

Para las vibraciones transversales de una membrana circular, la ecuación de onda apropiada, en coordenadas polares  $(r, \theta)$ , se escribe como:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial y}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 y}{\partial \theta^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \quad (3.18)$$

donde “y” es la amplitud de desplazamiento transversal de la membrana en el tiempo t, “c” es la velocidad de propagación de las ondas y se calcula como:

$$c = \sqrt{\frac{\mathfrak{T}}{\rho_s}} \quad (3.19)$$

donde:

$\mathfrak{T}$  es la tensión en la membrana por unidad de longitud (en N/m).

$\rho_s$  es la densidad superficial de la membrana (masa por unidad de área - en  $\text{kg/m}^2$ ).

Al estar la membrana fija en su frontera circular, el desplazamiento transversal es cero en el borde. Si el radio de la membrana es  $r = a$ , la condición de frontera requerida es:

$$y(a, \theta, t) = 0 \quad (3.20)$$

Se supone que la solución armónica de la ecuación (3.18) puede expresarse como el producto de tres términos, cada uno función de una sola variable:

$$y(r, \theta, t) = R(r) \varphi(\theta) e^{j\omega t} \quad (3.21)$$

La condición de frontera sería entonces:

$$R(a) = 0 \quad (3.22)$$

Sustituyendo la expresión (3.21) en la ecuación (3.18), esta última se convierte en la *ecuación de Helmholtz* en coordenadas polares:

$$\varphi \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{\varphi}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{R}{r^2} \frac{d^2 \varphi}{d\theta^2} + k^2 r \varphi = 0 \quad (3.23)$$

donde  $k = \omega/c$  es el número de onda.

Multiplicando cada término de la ecuación (3.23) por  $(r^2/\varphi R)$  y agrupando los términos que contienen  $r$  a un lado del signo de la igualdad y los que contienen  $\theta$  al otro lado, resulta:

$$\frac{r^2}{R} \left( \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} \right) + k^2 r^2 = -\frac{1}{\varphi} \frac{d^2 \varphi}{d\theta^2} \quad (3.24)$$

El lado izquierdo de esta ecuación, una función únicamente de  $r$ , no puede ser igual al lado derecho, una función sólo de  $\theta$ , a menos que ambas funciones iguallen a una constante. Si se hace que esta constante sea  $m^2$ , entonces el lado derecho se vuelve:

$$\frac{d^2 \varphi}{d\theta^2} = -m^2 \varphi \quad (3.25)$$

que tiene una solución armónica:

$$\varphi(\theta) = \cos(m\theta + \gamma) \quad (3.26)$$

donde  $\gamma$  es el ángulo de fase inicial. La coordenada azimutal  $\theta$  es periódica, y se repite después de  $2\pi, 4\pi$ , etc. En consecuencia, si el desplazamiento “ $y$ ” ha de ser una función univaluada de la posición, entonces  $y(r, \theta, t)$  debe ser igual a  $y(r, \theta + 2\pi, t)$ , lo cual restringe los valores de la constante  $m$  a valores enteros  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

La ecuación (3.24) se convierte ahora en la *ecuación de Bessel*:

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left( k^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) R \quad (3.27)$$

Las soluciones de esta ecuación son las funciones trascendentales, llamadas funciones de Bessel de primera clase  $J_m(kr)$  y segunda clase  $Y_m(kr)$  de orden  $m$ ,

$$R(r) = A J_m(kr) + B Y_m(kr) \quad (3.28)$$

Las funciones de Bessel son funciones oscilantes cuyas amplitudes disminuyen conforme aumenta  $kr$ , y las  $Y_m(kr)$  crecen sin límite cuando  $kr$  tiende a cero. Por lo

tanto, aunque la función (3.28) es la solución general de la ecuación (3.27), dado que la membrana se extiende a través del origen ( $r = 0$ ), la solución debe ser finita en  $r = 0$ . Esto requiere que  $B = 0$  de tal manera que:

$$R(r) = A J_m(kr) \quad (3.29)$$

La condición de frontera  $R(a) = 0$  requiere  $J_m(ka) = 0$ .

Si los valores del argumento de la función de Bessel de  $m$ -ésimo orden  $J_m$  que hacen que la función sea cero se designan por  $j_{mn}$ , entonces se tiene  $J_m(j_{mn}) = 0$ , de tal manera que los valores permitidos de  $k$  asumen, otra vez, valores discretos dados por  $k_{mn} = j_{mn}/a$ .

Por lo tanto los modos normales de vibración son:

$$y_{mn}(r, \theta, t) = A_{mn} J_m(k_{mn} r) \cos(m\theta + \gamma_{mn}) e^{j\omega_{mn} t} \quad (3.30)$$

donde

$$k_{mn} a = j_{mn} \quad (3.31)$$

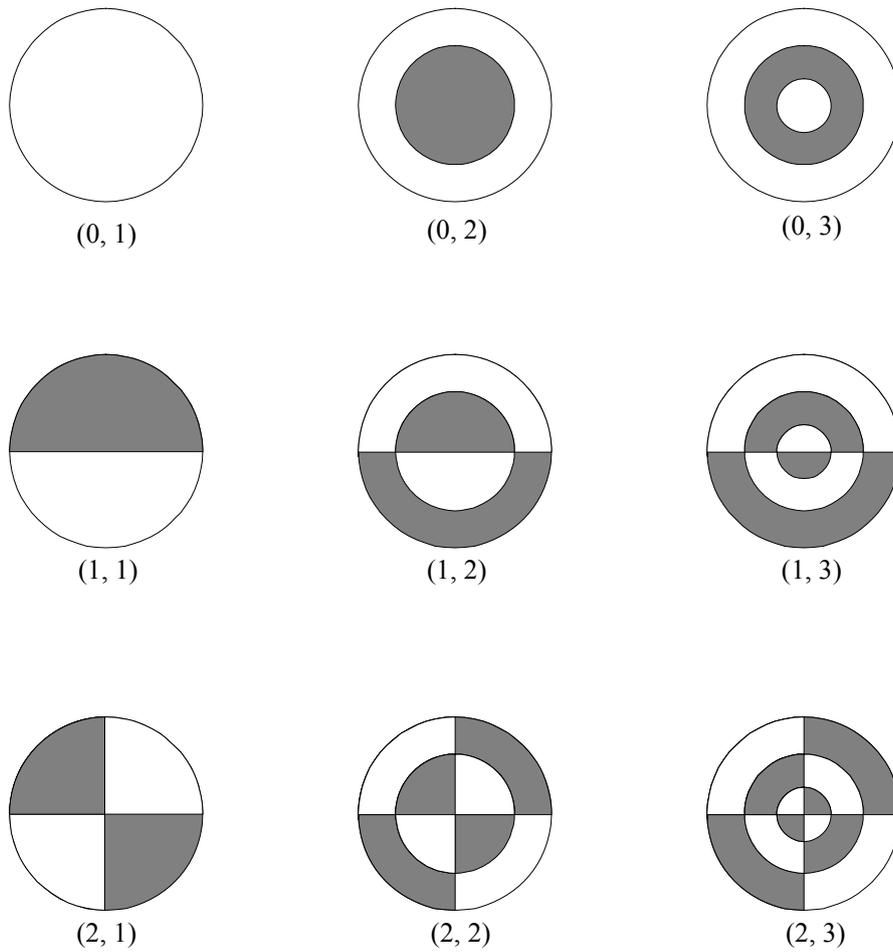
y las frecuencias naturales son:

$$f_{mn} = \frac{1}{2\pi} \frac{j_{mn} c}{a} \quad (3.32)$$

El movimiento físico de los modos normales designados por los enteros ( $m, n$ ) es la parte real de la expresión (3.30):

$$y_{mn}(r, \theta, t) = A_{mn} J_m(k_{mn} r) \cos(m\theta + \gamma_{mn}) \cos(\omega_{mn} t + \phi_{mn}) \quad (3.33)$$

donde  $A = A_{mn} e^{j\phi_{mn}}$ .



**Figura 3.7:** Modos de vibración de una membrana circular fija en el borde (tomada de Kinsler *et al.*, 1982).

$f_{01} = 1,0 f_{01}$	$f_{11} = 1,593 f_{01}$	$f_{21} = 2,135 f_{01}$
$f_{02} = 2,295 f_{01}$	$f_{12} = 2,917 f_{01}$	$f_{22} = 3,500 f_{01}$
$f_{03} = 3,598 f_{01}$	$f_{13} = 4,230 f_{01}$	$f_{23} = 4,832 f_{01}$

**Tabla 3.2:** Frecuencias relativas de una membrana circular.

El ángulo de fase azimutal  $\gamma_{mn}$  es una de las constantes arbitrarias de la solución; para cada modo normal determina las direcciones a lo largo de las cuales

aparecerán líneas nodales radiales de desplazamiento nulo, y a su vez depende del ángulo azimutal al cual la membrana es excitada inicialmente.

En la Figura 3.7, se ilustra un conjunto de los modos de vibración más simple con  $y_{mn} = 0$  (Kinsler *et al.*, 1982). Estos modos son designados por el par ordenado (m, n) donde el número entero **m** determina el número de *líneas nodales radiales* y el número entero **n** determina el número de *círculos nodales azimutales*. Cabe hacer notar que **n = 1** es el mínimo valor permitido de **n** y corresponde a un modo de vibración en el cual el círculo nodal azimutal ocurre sólo en la frontera de la membrana donde **r = a**.

Para cada valor de **m** existe una secuencia completa de modos radiales de vibración permitidos de frecuencia creciente. Cuando **m = 0**, las frecuencias permitidas corresponden a la condición de que  $J_0(k_{0n} a) = 0$ . Para **m = 1**, la secuencia de frecuencias permitidas está determinada por  $J_1(k_{1n} a) = 0$ , para **m = 2**, por  $J_2(k_{2n} a) = 0$ , etc. La tabla 3.2 contiene algunas de estas frecuencias  $f_{mn}$  expresadas con relación a la frecuencia fundamental  $f_{01}$  dada por la ecuación (3.32) con la ayuda de las propiedades de las funciones de Bessel. Se nota que ninguno de los sobretonos es armónico de la fundamental.

En muchas situaciones que pueden describirse con el movimiento de una membrana circular fija en un perímetro, las vibraciones que tienen simetría circular son las de mayor importancia. Por lo tanto, aquí se centrará la atención a aquellas soluciones que son independientes de  $\theta$ .

$$y_{0n} = A_{0n} J_0(k_{0n} r) e^{j\omega_{0n} t} \quad (3.34)$$

Debido a que únicamente está implicada **m = 0**, se eliminará este subíndice y se retendrá sólo el índice **n**.

Como se ha dicho anteriormente, la condición de frontera en el borde de una membrana circular fija es **y = 0** en **r = a**, de tal manera que  $J_0(ka) = 0$ , y por lo tanto:

$$k_n a = j_{0n} = 2,405; \quad 5,520; \quad 8,654; \quad 11,792; \dots \quad (3.35)$$

La frecuencia fundamental es entonces:

$$f_1 = \frac{\omega_1}{2\pi} = \frac{k_1 c}{2\pi} = \frac{2,405 c}{2\pi a} = \frac{2,405}{2\pi a} \sqrt{\frac{\mathfrak{F}}{\rho_s}} \quad (3.36)$$

Las relación de las frecuencias de los sobretonos y la fundamental se obtiene de la ecuación (3.35) resultando:

$$\begin{cases} f_2 = (5,520/2,405)f_1 = 2,295f_1 \\ f_3 = 3,598f_1 \\ f_4 = 4,90f_1 \end{cases} \quad (3.37)$$

Como se notó anteriormente, los sobretonos no son armónicos de la fundamental.

Tomando la parte real de  $y_1 = A_1 J_0(k_1 r) e^{j\omega_1 t}$ , se obtiene la expresión general para el desplazamiento de la membrana cuando vibra en su modo fundamental:

$$y_1 = A_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1) J_0(2,405r/a) \quad (3.38)$$

donde  $A_1 = |A_1|$  es la amplitud del desplazamiento en el centro de la membrana y  $k_1$  ha sido sustituido por  $2,405/a$ . La solución completa para vibraciones simétricas es

$$y = \sum A_n \cos(\omega_n t + \phi_n) J_0(k_n r) \quad (3.39)$$

Para todos los modos simétricos de vibración, diferentes de la fundamental, ocurrirán círculos nodales interiores a las distancias radiales para los cuales  $J_0(k_n r)$  se hace cero.

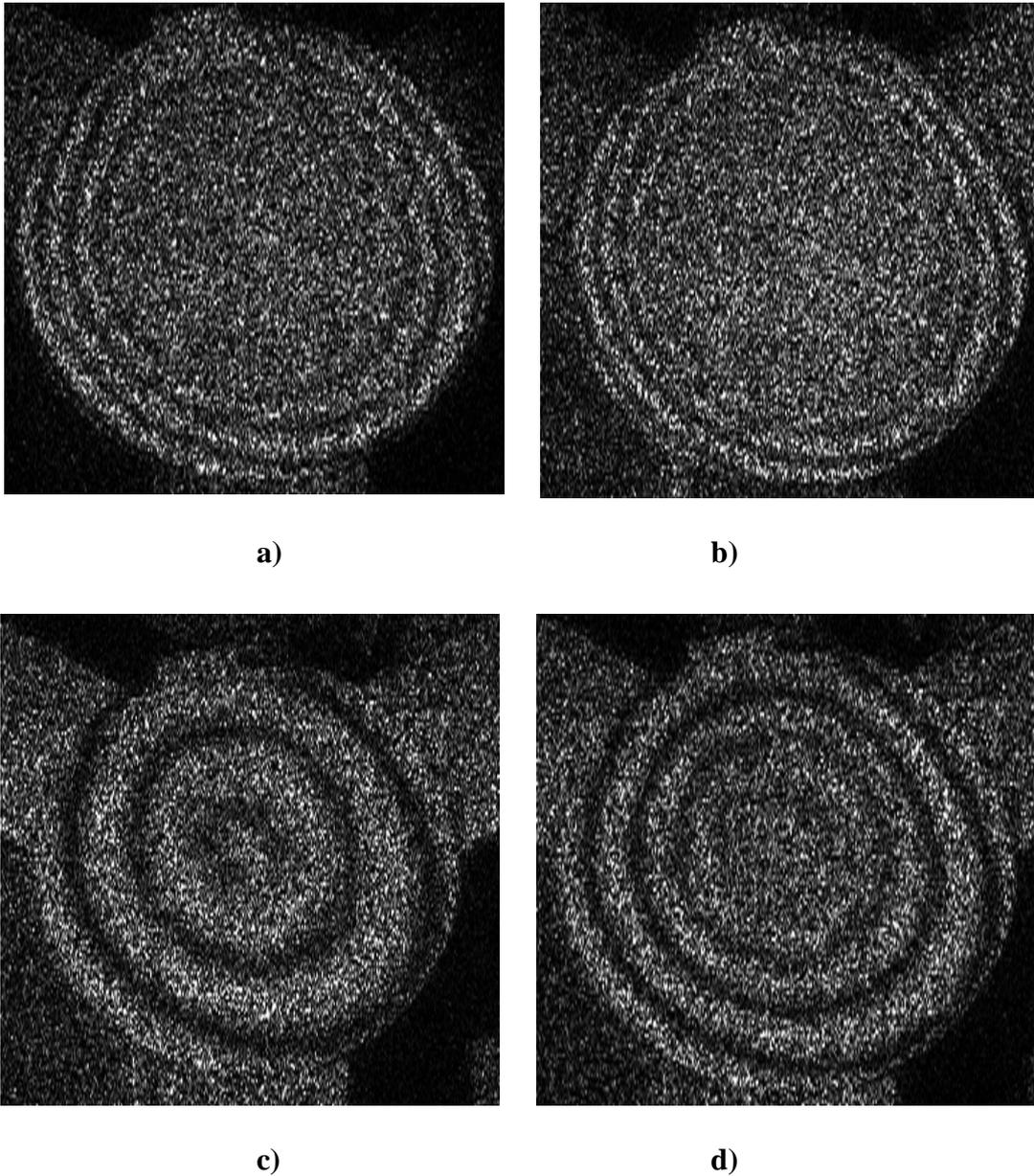
Por ejemplo, considerando el primer sobretono, la función  $J_0$  es cero para:

$$k_2 r = 5,520r/a = 2,405 \quad \text{ó} \quad r = 0,436 a \quad (3.40)$$

La Figura 3.7 muestra que cuando la parte central de la membrana se desplaza hacia arriba, el anillo adyacente se desplaza hacia abajo y viceversa. En consecuencia, una membrana que vibra a frecuencias diferentes de la fundamental produce poco desplazamiento neto del medio circundante. Por esta razón la superficie vibrante de un tambor tiene baja eficiencia de producción sonora a las frecuencias de sus sobretonos.

Basado en este estudio teórico sobre las vibraciones de una membrana circular fija en el borde, se hizo un estudio experimental para saber cual es el modo real de vibración del transductor ultrasónico de que disponemos. Este estudio experimental ha sido realizado en colaboración con el grupo de investigación de Técnicas Ópticas de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Zaragoza.

Analizando las imágenes de la Figura 3.8, se puede concluir que el transductor vibra en un modo  $f(0,n)$  que se corresponde con los representados en la primera fila de la Figura 3.7. Con estas imágenes se puede esperar que la membrana esté oscilando en el modo fundamental, pero muy probablemente superpuesto con otros armónicos de orden superior.



**Figura 3.8:** Imágenes de la superficie sólida del transductor sometida a vibraciones transversales. Los voltajes de excitación de la membrana son respectivamente **a)** 20 V; **b)** 30 V; **c)** 40 V y **d)** 45 V

Basado además en los trabajos realizados por otros investigadores como Petzing y Tyrer (1998) y Gangopadhyay y Henderson (1999), de igual forma se puede suponer que el transductor oscila sólo en el modo fundamental. En ambos casos, conforme aumenta la tensión de alimentación del circuito, aumenta la amplitud de desplazamiento de la membrana sólida. Se ha estimado una amplitud de desplazamiento de 0,2 micras para un voltaje de excitación de 20 V, y en torno a 0,5 micras para 30 V.

### **3.7 – Conclusiones parciales.**

Los elevados parámetros de polarización y la capacidad de transformación reversible de los procesos energéticos, hacen de la familia de los circonatos-titanatos de plomo (PZT), la base de los materiales utilizados para la generación de ondas, necesaria en la atomización ultrasónica. Se ha demostrado experimentalmente que el disco que se empleará como transductor piezoeléctrico en los experimentos de atomización ultrasónica, oscila en el modo fundamental con vibraciones simétricas de la membrana circular fija en el borde (ver imágenes de la Figura 3.8).

Una vez discutidos de forma extensa los aspectos relacionados con la generación de las ondas ultrasónicas, el próximo Capítulo se centrará sobre la visualización de los procesos de atomización ultrasónica para tratar de entender los mecanismos que rigen este fenómeno.

# CAPÍTULO 4

## EXPERIMENTOS DE VISUALIZACIÓN CON ALIMENTACIÓN

### CONTINUA.

#### 4.1 - Introducción.

Como ya se ha visto, la atomización ultrasónica es una vía efectiva para generar gotas de pequeños tamaños con una velocidad muy baja. El estudio experimental de este procedimiento es la tarea fundamental en este Capítulo, dado que está implementado en muchos equipos industriales y domésticos, por ejemplo, en una gran parte de los humidificadores comerciales.

El presente estudio está sujeto a algunas características específicas. Primero, la atomización se restringe a soluciones acuosas, y todos los experimentos se han realizado atomizando agua. Segundo, se emplearán frecuencias ultrasónicas en el rango de MHz, porque el interés se centra en gotas cuyo tamaño se encuentra en el orden de unas pocas micras. Finalmente, y al contrario de los estudios experimentales previamente realizados, en algunas medidas, se atomizará un volumen discreto de agua, evitando mantener un nivel fijo de líquido sobre el transductor. Todas estas condiciones son representativas de aquellas que podrían ocurrir si se utilizara un

atomizador ultrasónico para administrar por inhalación una determinada dosis de fármacos diluidos en una solución acuosa.

El objetivo en este Capítulo es estudiar los procesos físicos involucrados en la formación de las gotas en esta situación particular, utilizando visualización mediante iluminación con plano láser así como fluorescencia planar inducida por láser (PLIF).

#### **4.2 - Técnica experimental: Fluorescencia Planar Inducida por Láser (PLIF).**

El estudio experimental descrito en este Capítulo consiste en la visualización de diferentes planos del volumen líquido atomizado. Para eso, se ha empleado como técnica la fluorescencia planar inducida por láser (PLIF), induciendo la fluorescencia de la sulforhodamina B al ser excitada con radiación láser a 532 nm. En algunas imágenes se ha registrado sólo la luz reflejada del láser sobre la superficie del agua.

##### **4.2.1 - Descripción.**

La técnica de fluorescencia planar inducida por láser (PLIF) es empleada frecuentemente para la visualización de flujos y para mediciones de parámetros escalares en líquidos y gases. Sus comienzos se remontan a los años 70. Ya en 1976 Dewey la empleó para realizar medidas cualitativas y cuantitativas. En las investigaciones sobre flujos líquidos, esta técnica ha sido muy utilizada. Dimotakis, Miake-Lye y Panpantoniou (1983) la utilizaron para estudiar la estructura y la dinámica de un chorro turbulento, mientras que Meiburg y Lasheras (1988) y Lasheras y Choi (1988), así como Williamson y sus colaboradores [Williamson(1996), Prasad y Williamson (1997)] la utilizaron para el estudio de capas de mezcla y estelas.

La Fluorescencia Planar Inducida por Láser es una técnica idónea para visualizar flujos por su carácter no intrusivo e instantáneo, así como por su alta resolución espacial y temporal. En un experimento típico de Fluorescencia Planar Inducida por Láser (PLIF), el flujo se ilumina con un plano láser cuya longitud de onda se selecciona para excitar una transición particular del trazador molecular empleado. El trazador molecular puede estar constituido por especies presentes de forma natural en el flujo (radicales OH, NO, CH, etc. detectados en llamas) o

sembrarse a propósito (como ocurre en aplicaciones no reactivas). En los flujos líquidos, se utilizan normalmente colorantes orgánicos (fluoresceína, rhodamina, etc.).

A pesar de haber sido utilizada en investigaciones sobre distintos tipos de flujos, no se tienen referencias de que esta técnica haya sido empleada para estudiar los fenómenos que tienen lugar en procesos de atomización ultrasónica.

#### 4.2.2 - Propiedades del trazador molecular utilizado: Sulforhodamina B.

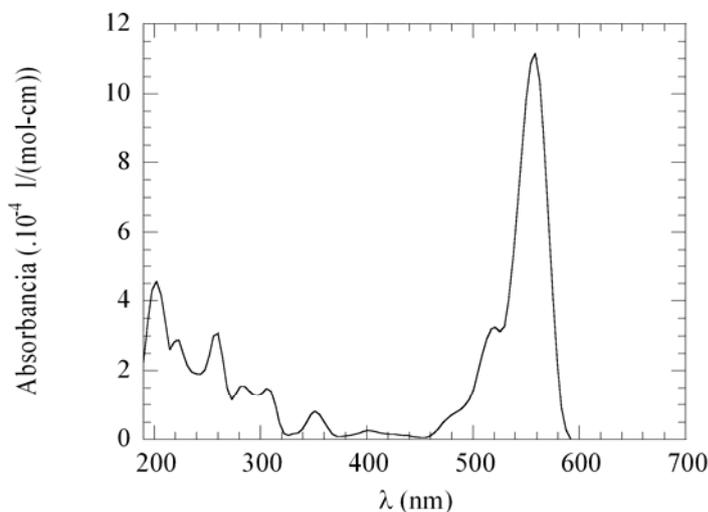
Para este trabajo, el trazador utilizado ha sido sulforhodamina B. La sulforhodamina B es un colorante molecular, conocido también como *Kiton Red 620*. Se emplea frecuentemente en los osciladores y amplificadores de los sistemas de láseres de colorante. Es una sal sódica cristalina con un peso molecular de 558,66 g/mol. Su fórmula química es  $C_{27}H_{30}N_2S_2O_7Na$ . Físicamente, su apariencia es la de una sal de color rojo oscuro, inodora y se disuelve muy bien en agua. Una característica particular que lo diferencia de otros colorantes moleculares de la familia de las rhodaminas, es su relativa baja toxicidad. Por el momento, no se la considera cancerígeno.

La sulforhodamina B tiene otras propiedades importantes: gran estabilidad, punto de fusión superior a 310°C y baja presión de vapor. Su manipulación no requiere de cuidados extremos y sólo es necesario la presencia de un sistema de extracción en el sitio donde está siendo empleada para realizar experimentos y el uso de guantes.

En los presentes experimentos, cuando se precisa del sembrado, se disuelve directamente la sulforhodamina B en el agua a atomizar. Como no se tenía referencia sobre la concentración adecuada, se ha ido disolviendo el trazador en agua hasta obtener una señal adecuada sin que la absorción fuera apreciable. Después de algunas pruebas previas de visualización, se decidió realizar los experimentos con una concentración de 16 mg/l. Se comprobó que para las condiciones de iluminación de los experimentos se estaba dentro del rango lineal entre la intensidad de la luz emitida por la fluorescencia y la energía de la radiación láser incidente por unidad de área.

En la Figura 4.1 se muestra el espectro de absorción de este colorante. El pico de absorción se localiza para una longitud de onda de 556 nm, por lo que resulta un

colorante adecuado si se excita con la emisión verde de 532 nm de un láser de Nd:YAG.



**Figura 4.1:** Espectro de absorción de la sulforhodamina B.

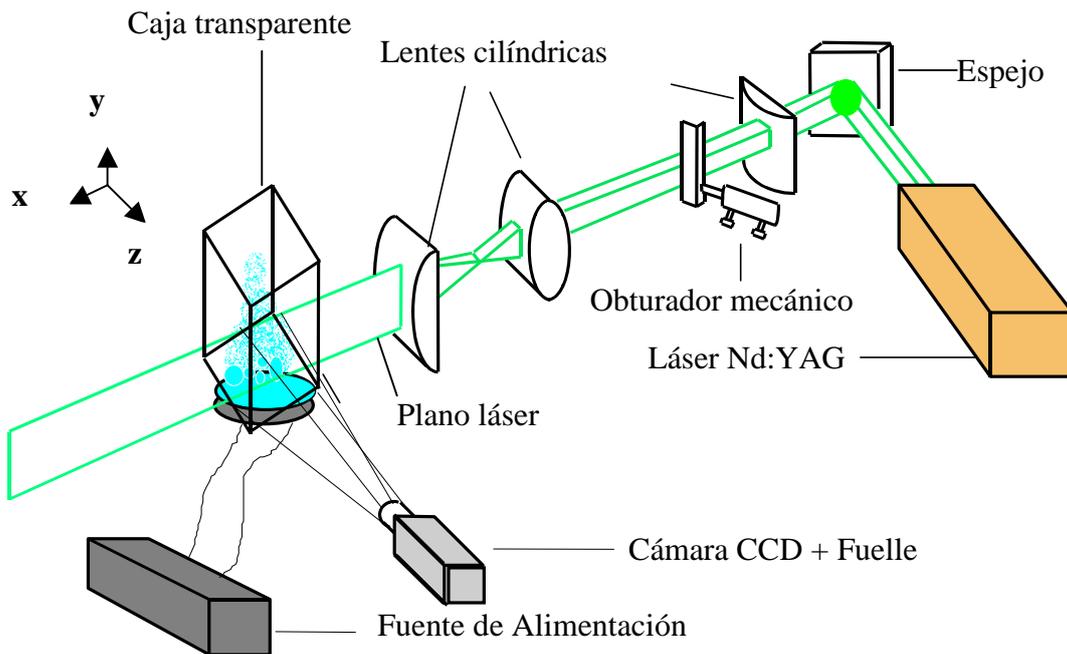
La emisión de la sulforhodamina B es muy intensa y se sitúa alrededor de 620 nm. Esta característica unida a la de la alta absorción a la longitud de onda de 532 nm, hace que esta sustancia sea comúnmente usada en láseres de colorante para emplearlo por ejemplo en la detección de OH, doblando su emisión para lograr 308 nm, o incluso en la detección de CH. Es de destacar la separación existente entre la longitud de onda de excitación, 532 nm, y el pico de emisión, lo que permite filtrar cómodamente las reflexiones de luz del haz de iluminación.

### 4.3 - Descripción del montaje experimental.

El montaje experimental empleado para excitar la fluorescencia de la sulforhodamina B en el agua atomizada se muestra en la Figura 4.2. Como es común en este tipo de experimentos, el mismo está formado por el sistema de iluminación (láser), la óptica para formar el plano de luz, el flujo a estudiar propiamente dicho y el sistema de adquisición de la señal luminosa.

#### 4.3.1 - Sistema de iluminación.

El sistema de iluminación se compone de la fuente láser, la óptica de formación de plano de luz y un obturador mecánico.



**Figura 4.2:** Montaje experimental para la visualización.

#### 4.3.1.1 - Láser Nd:YAG.

Para los experimentos de visualización, se ha utilizado un láser pulsante de Nd:YAG de doble cavidad modelo YG-781-10C de la casa QUANTEL, duplicado en su frecuencia fundamental para obtener una emisión en verde de 532 nm de longitud de onda, que produce pulsos de 6 ns de duración. El láser permite dos modos de operación (pulsos simples amplificados o pulsos dobles sin amplificar), ambos con una frecuencia de repetición de 10 Hz. En el caso de pulsos dobles sin amplificar, el intervalo temporal entre los pulsos puede variarse entre 1  $\mu$ s y 10 ms.

#### 4.3.1.2 - Óptica de formación de plano de iluminación.

A la salida del láser, el haz luminoso tiene una sección circular de unos 8 mm de diámetro. En el montaje experimental (Figura 4.2), para formar un plano de luz, se utilizaron una lente cilíndrica de focal larga para adelgazar el plano y otras dos lentes cilíndricas en configuración confocal para expandir el haz. La lente utilizada para afinar el plano de luz es la que está situada más cerca del espejo y tiene una distancia focal de 2 m. Las otras dos lentes permiten obtener un plano de luz colimado. Estas

dos lentes son de cuarzo, tienen respectivamente 25 y 127 mm de distancias focales nominales y 25,5 y 50,8 mm de diámetro. Con ellas se obtiene un factor de expansión aproximado de 5. Estimaciones realizadas a partir de medidas sobre papel fotográfico en la región de ensayo, arrojan como resultado que el plano láser tiene una altura de 5 cm por 0,5 mm de espesor.

#### **4.3.1.3 - Obturador mecánico.**

El obturador mecánico se utiliza para dejar pasar el haz de luz láser necesario en el momento de tomar una imagen y evitar la superposición de dos pulsos en una misma imagen. El accionamiento del obturador es manual, y está sincronizado con el disparo de la cámara.

#### **4.3.2 - Sistema de adquisición.**

El sistema de adquisición incluye la óptica de recolección de luz y la cámara de CCD que registra las imágenes.

##### **4.3.2.1 - Cámara.**

La detección de la señal de fluorescencia se llevó a cabo con la ayuda de una cámara con matriz de CCD de Princeton Instruments de lectura lenta y bajo ruido, enfriada por un circuito Peltier que a su vez es refrigerado por agua, lo que permite trabajar a una temperatura estable de hasta  $-40^{\circ}\text{C}$ . Dicha cámara está dotada de una matriz EEV de transferencia de imagen con una resolución efectiva de  $288 \times 384$  pixeles, con pixeles cuadrados de  $22 \mu\text{m} \times 22 \mu\text{m}$ , lo que da lugar a un área de detección de  $6,34 \text{ mm} \times 8,45 \text{ mm}$ . La cámara tiene salida digital y lleva en el controlador dos conversores analógico-digitales. El primero tiene 12 bits y permite lecturas a 500 kpixel/s. El segundo tiene 16 bits y permite varias velocidades de lectura: 50, 100 y 150 kpixel/s. Entre otras posibilidades, la cámara permite agrupar pixeles en el momento de lectura (“on-chip binning”) y variar la ganancia del preamplificador.

El control de la cámara se hace con la ayuda de un ordenador en el cual está instalado el software WINVIEW que funciona en el entorno MS-WINDOWS. El programa permite procesar también las imágenes obtenidas.

La cámara tiene montura para objetivos fotográficos tipo Nikon.

#### 4.3.2.2 - Óptica de recolección de luz.

Para el registro de las imágenes, se utilizó en los presentes experimentos, un objetivo Nikon de 50 mm de distancia focal y apertura máxima de 1,2 en montaje invertido para minimizar las aberraciones al trabajar a grandes aumentos, así como un telemicroscopio Questar Qm-1 que, por sus peculiares características, se describirá en mayor detalle.

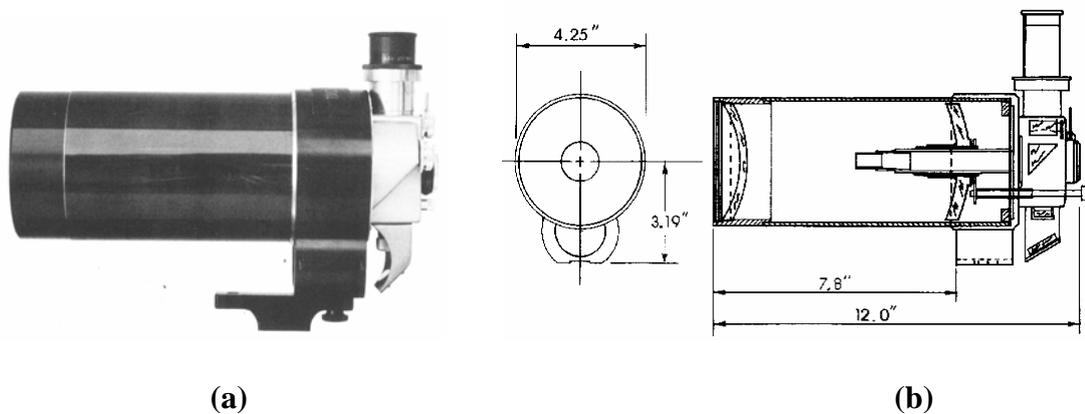
<i>Concepción</i>	Catadióptrico Maksutov-Cassegrain
<i>Lente de Corrección</i>	BK7, MgF2 con recubrimiento AR; y recubrimientos dieléctricos con varias capas.
<i>Espejo Primario</i>	Substrato de Pyrex, recubrimiento de aluminio con capa de SiO; substrato de Zerodur.
<i>Diámetro del Espejo Primario</i>	96mm.
<i>Apertura Libre de la Lente de Corrección</i>	89mm.
<i>Espejo Secundario Standard</i>	Recubrimiento de aluminio con capa de SiO; Plata con capa de ThF4.
<i>Diámetro del Espejo Secundario</i>	22mm.
<i>Pantalla</i>	En forma helicoidal en el tubo central, todas las superficies interiores son revestidas de negro antirreflectante.
<i>Región de Focalización</i>	de 56 cm a 152 cm.
<i>Resolución Óptica</i>	2,7 micras a 55,9 cm.
<i>Distancia de Focalización Trasera</i>	70 mm mínimo, medida desde la placa trasera.
<i>Campo de Visión (formato 2/3")</i>	0,9 mm – 15 mm

**Tabla 4.1:** Especificaciones del microscopio de larga distancia Qm-1.

Puesto que se ha tratado de trabajar con los mayores aumentos posibles, se ha montado el objetivo Nikon en la cámara interponiendo anillos de extensión, o

alternativamente, un fuelle. Los tubos de extensión son simplemente espaciadores sin ingreso de luz que van ubicados entre el cuerpo de la cámara y el objetivo. Estos dispositivos no contienen elementos ópticos, y por tanto no degradan la calidad de la imagen como lo hacen las lentes de aumento. Para los experimentos, se ha utilizado un juego de tres tubos de extensión de la marca KENKO de diferentes tamaños (12, 20 y 36 mm), facilitando la opción de usarlos individualmente o bien combinarlos entre sí. Se ha utilizado también un fuelle de la marca NIKON modelo PB-6, cuya bancada es un carro de regulación de 20 cm de longitud máxima de desplazamiento.

El telemicroscopio Questar modelo Qm-1 es un microscopio de larga distancia, que permite enfocar con grandes aumentos a gran distancia por lo que la cámara CCD se aleja de la zona de atomización, y se evita que pueda mojarse. El Qm-1 tiene una distancia de trabajo variable de 56 cm a 152 cm, un campo de visión variable en una proporción de 30 a 1, una profundidad de campo notable, y corrección lineal y cromática. Sus principales características se resumen en la tabla 4.1., y su aspecto se muestra en la Figura 4.3.



**Figura 4.3:** Microscopio de larga distancia Questar Qm-1.

**a** - Vista general exterior

**b** - Corte longitudinal

Finalmente, en las visualizaciones de PLIF se ha utilizado un filtro pasa alta Schott OG-550 para rechazar las reflexiones del haz de iluminación.

### 4.3.3 - Sistema de atomización.

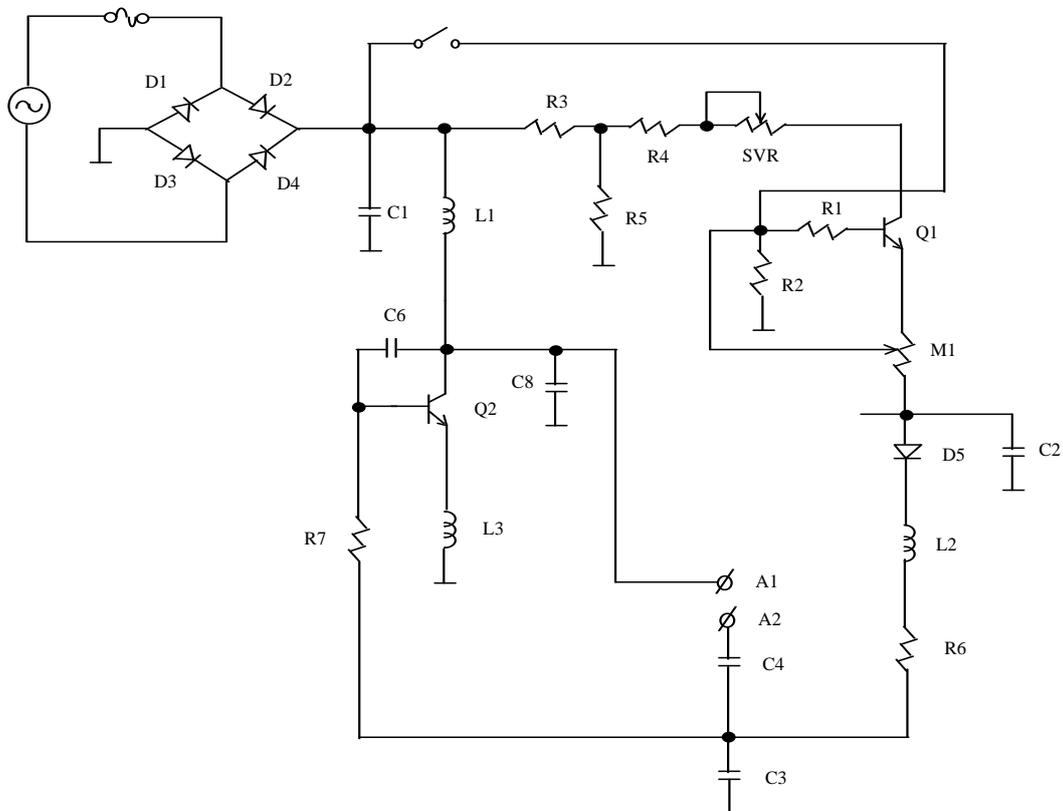
El sistema de atomización incluye el transductor piezocerámico, el circuito de forzado y la fuente de alimentación.

#### 4.3.3.1 - Fuente de alimentación eléctrica.

Para el suministro de electricidad al generador de ondas para excitar el transductor, se dispone de una fuente de alimentación de corriente continua, de marca GW (Good Will) modelo GPR-6030D. Tiene lectura digital. Suministra un voltaje máximo de 60 V y una corriente máxima de 3 A.

#### 4.3.3.2 - Generador de ondas.

El generador de ondas utilizado es el de un humidificador por ultrasonidos de marca BONECO modelo 7035. Se trata de un circuito oscilante RLC que hace vibrar al transductor piezocerámico que va conectado en los puntos A<sub>1</sub> y A<sub>2</sub> del esquema eléctrico que se muestra en la Figura 4.4.



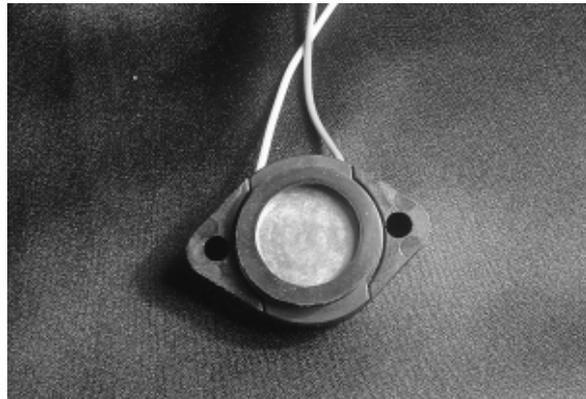
**Figura 4.4:** Circuito eléctrico del generador ultrasónico de ondas.

#### 4.3.3.3 - Transductor piezoeléctrico.

Es un transductor PZT (plomo, circonio, titanio) de marca APC (American Piezo Ceramics Inc. – Mackeyville, PA, USA). Es un disco de 20 mm de diámetro y 1,30 mm de espesor, alojado en una base de plástico (Figura 4.5). Tiene dos contactos eléctricos. Su frecuencia de resonancia es aproximadamente 1,668 MHz. Las propiedades electromecánicas de este transductor pueden verse en la Tabla 3.1 del Capítulo 3.

#### 4.4 - Descripción de los experimentos de visualización.

El transductor ultrasónico, cargado de agua en la membrana vibradora, se excita con una onda sinusoidal que coincide con su frecuencia de resonancia (1,668 MHz) y de amplitud variable. Se pone en marcha la fuente de alimentación eléctrica y se aumenta gradualmente el voltaje desde 0 V. El voltaje máximo con que se puede excitar el disco transductor sin dañarlo es de 50 V.

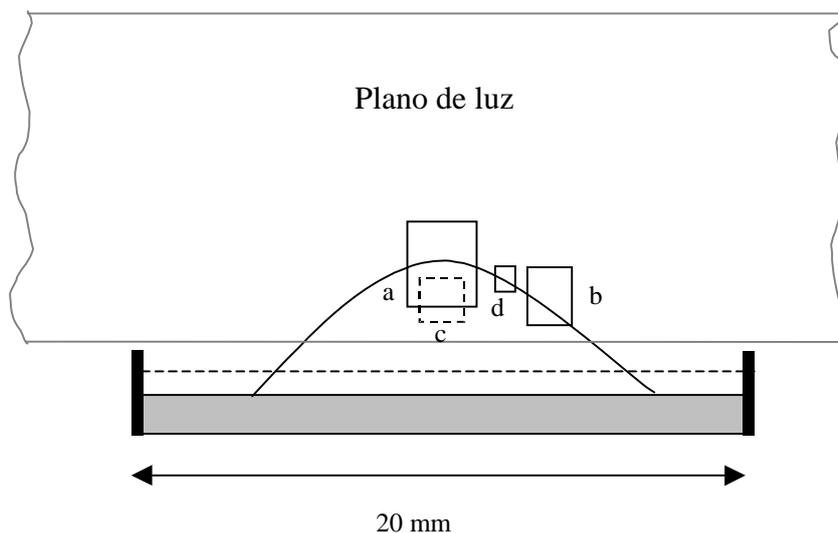


**Figura 4.5:** Imagen del disco piezocerámico utilizado en los experimentos.

Para visualizar el proceso de atomización, se registraron imágenes con la cámara CCD. Para congelar el movimiento, el flujo se ilumina con pulsos de luz de 6 ns de duración provenientes del láser de Nd:YAG de doble cavidad. El sistema óptico está colocado de forma tal que se logra un gran aumento, facilitando la visualización de las gotas pequeñas generadas por atomización ultrasónica. El fuelle está unido al telemicroscopio Qm-1 mediante el juego de 3 anillos de extensión. Con esta configuración, se ha logrado enfocar nítidamente la zona a visualizar (centro de la

membrana vibradora del transductor) a 55 cm al menos del objetivo del telemicroscopio.

En algunas etapas del trabajo experimental, se colocó una caja cuadrada de plástico transparente sobre el transductor ultrasónico. Esta caja permite mantener una columna de agua considerable encima de la membrana transductora durante un tiempo suficiente para observar lo que ocurre en el seno del volumen líquido cuando el transductor está funcionando. En la parte superior de la caja, se colocó un tubo unido a una bolsa plástica cuya función era la recuperación del flujo atomizado para evitar su dispersión en el ambiente.

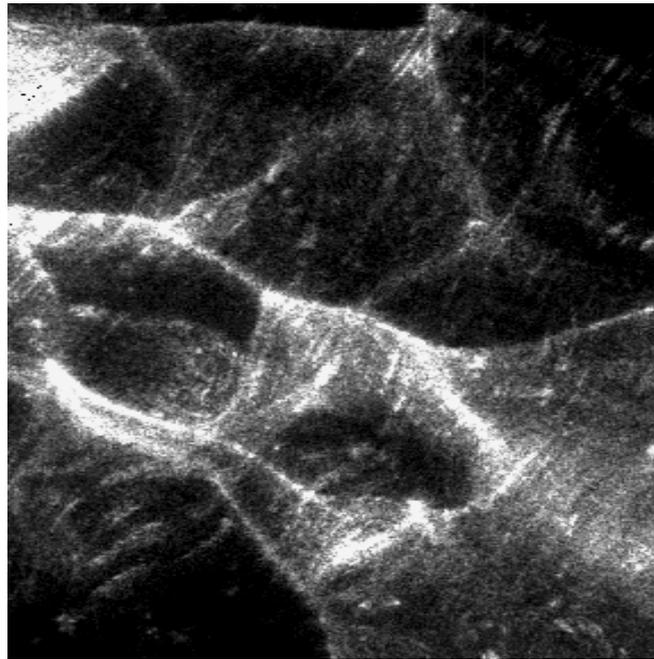


**Figura 4.6:** Croquis indicativo de la localización de las zonas visualizadas en las imágenes.

Cortando longitudinalmente el flujo atomizado con el plano láser formado y paralelamente al plano  $xy$ , justo en la superficie sólida del transductor (Figura 4.2), se tomaron imágenes de diferentes áreas (a, b, c, d) que se describen en la Figura 4.6. Con el montaje experimental descrito, se logró una resolución máxima de  $2 \mu\text{m}/\text{píxel}$ , registrándose cortes longitudinales y superiores del agua atomizada con el disco en vibración. En la mayoría de las imágenes se registraron de forma simultánea la superficie del líquido y la interfase agua/aire.

#### 4.5 - Resultados experimentales.

En los experimentos realizados, se observó el siguiente escenario de atomización. Al excitar el disco después de depositar en su superficie una pequeña cantidad de agua (entre 0,2 y 0,4 ml), éste empieza a vibrar y aparece sobre la superficie un entramado de ondas superficiales. Para voltajes inferiores a 15 V, el agua se mueve pero no se observa ningún proceso de atomización como se puede ver en la Figura 4.7.



**Figura 4.7:** Vista superior de las ondas superficiales en la interfase.

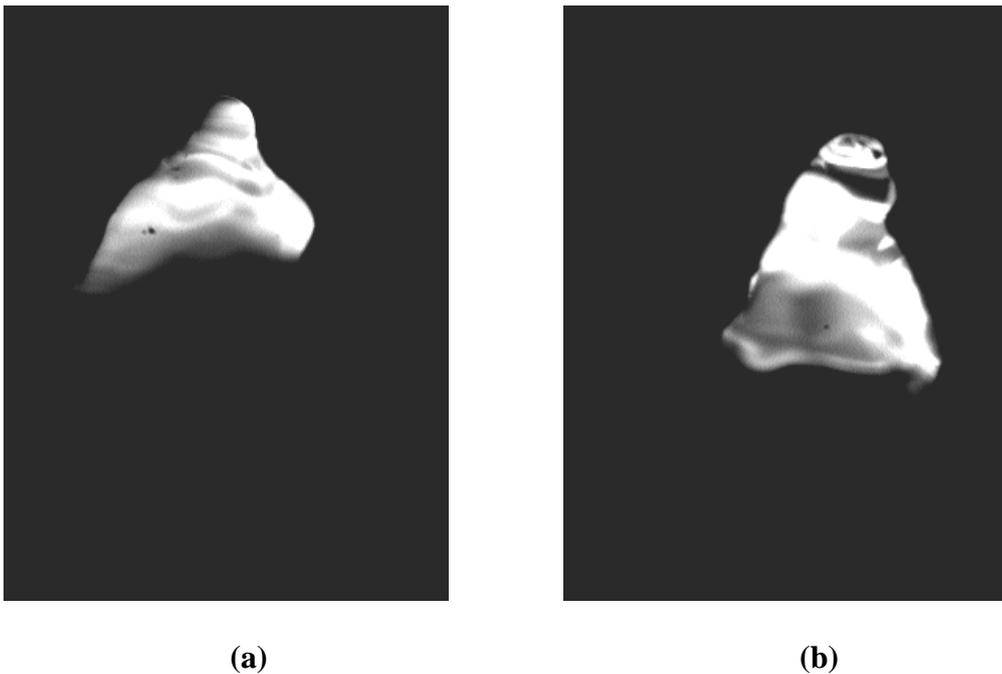
Esta imagen corresponde a una vista superior del transductor obtenida con una resolución de 12  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ , cubriendo un campo de visión de 4,6 x 3,45 mm. En este caso, el voltaje de excitación es 15 V. La superficie líquida está formada por depresiones de forma poligonal, limitadas por crestas muy delgadas. Se estima que la longitud de las ondas es aproximadamente de 0,9 mm. El ancho de las crestas es aproximadamente 100  $\mu\text{m}$ .

Aplicando la fórmula de Rayleigh, ecuación (2.3), se puede calcular el valor estimado de la longitud de las ondas superficiales, considerando las propiedades físicas del agua ( $\sigma = 0,073 \text{ N/m}$  y  $\rho \approx 1.000 \text{ kg/m}^3$ ) y la frecuencia de trabajo del transductor

de 1,668 MHz. Sustituyendo estos parámetros se obtiene  $\lambda_S = 8,7 \mu\text{m}$ , lo que discrepa notoriamente con la longitud de onda observada visualmente.

Cuando se incrementa el voltaje, el líquido va adquiriendo una forma cónica, inicialmente sin desprendimiento de gotas, indicativa del modo fundamental de vibración del transductor ultrasónico. Al continuar aumentando el voltaje se alcanza un punto en el que la interacción entre las fuerzas de la gravedad, el desplazamiento entero de la masa líquida y las ondas superficiales provocan la generación de una fina nube de gotas que emerge de la superficie del cono.

Las Figuras 4.8 a) y b), muestran en detalle la punta del cono líquido y se tomaron cuando se depositó sobre el transductor un volumen considerable de agua. El área de imagen de estas figuras es de 4,6 x 3,45 mm con una resolución de 12  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ .



**Figura 4.8:** Forma cónica del volumen líquido perturbado.

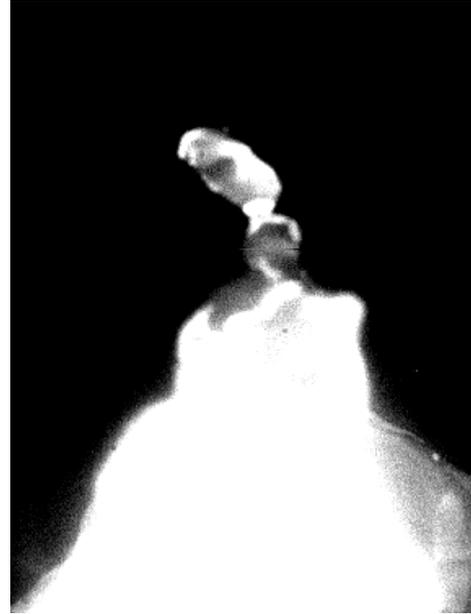
Voltaje de excitación: **a)** 31 V y **b)** 33 V.

En algunas condiciones, la punta del cono se desprende del resto de la masa líquida, formando gotas gordas cuyos diámetros son aproximadamente de 500  $\mu\text{m}$ . Estas gotas se caen rápidamente bajo la acción de la gravedad. Este proceso de

desprendimiento se ilustra en las imágenes de la Figura 4.9, correspondientes a un campo de visión de 10,4 x 7,8 mm, una resolución de 27  $\mu\text{m}/\text{pixel}$  y un voltaje de excitación de 33 V para la imagen a) y 35 V para la b).

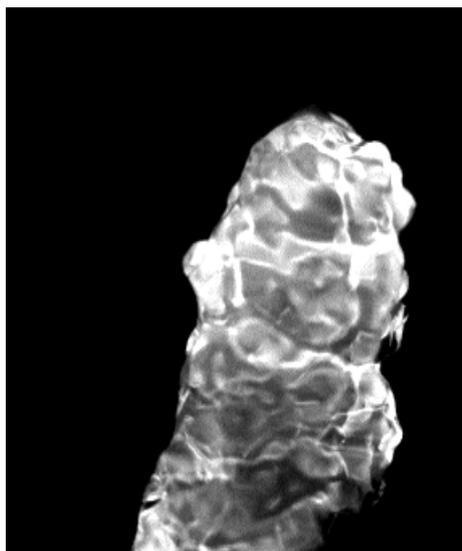


(a)



(b)

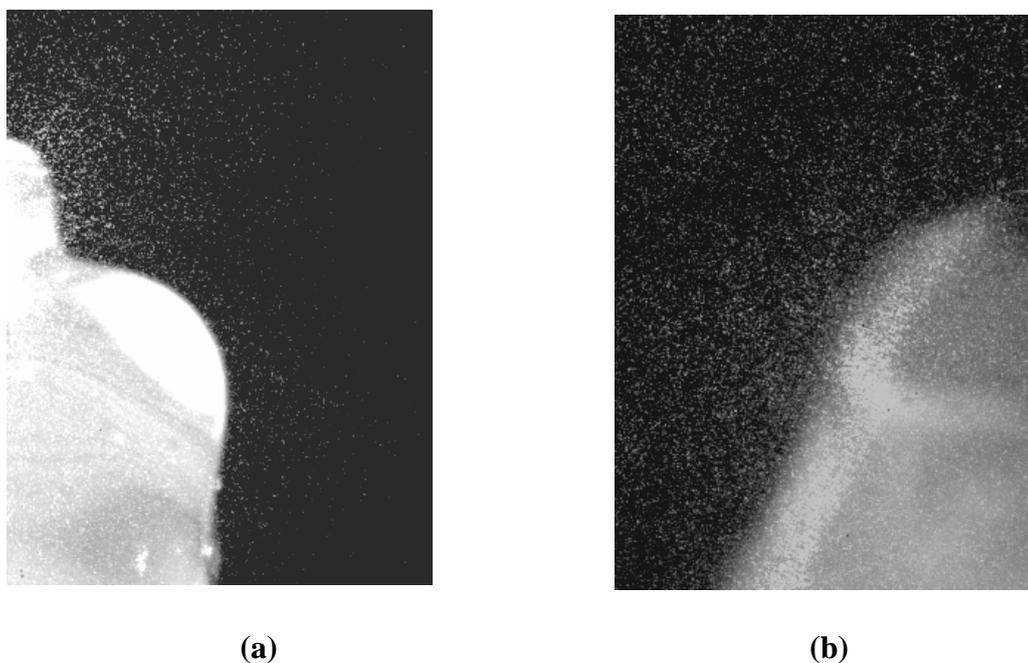
**Figura 4.9:** Desprendimiento del vértice del cono.



**Figura 4.10:** Imagen detallada de la parte superior del cono.

Las Figuras 4.8 y 4.9, ligeramente saturadas, han sido obtenidas registrando la fluorescencia inducida por láser de la sulforhodamina B sembrada en el agua atomizada, por lo que las ondas de superficie son apenas visibles, pues se han eliminado las reflexiones del láser. En la Figura 4.10, tomada con un aumento mucho mayor en la punta de la superficie cónica a punto de desprenderse, se aprecia el patrón de ondas superficiales en la interfase. Esta figura corresponde a un campo de visión de  $1,9 \times 1,45$  mm con una resolución de  $5 \mu\text{m}/\text{píxel}$ , y estaría localizada en la parte superior de la zona (a) en la Figura 4.6.

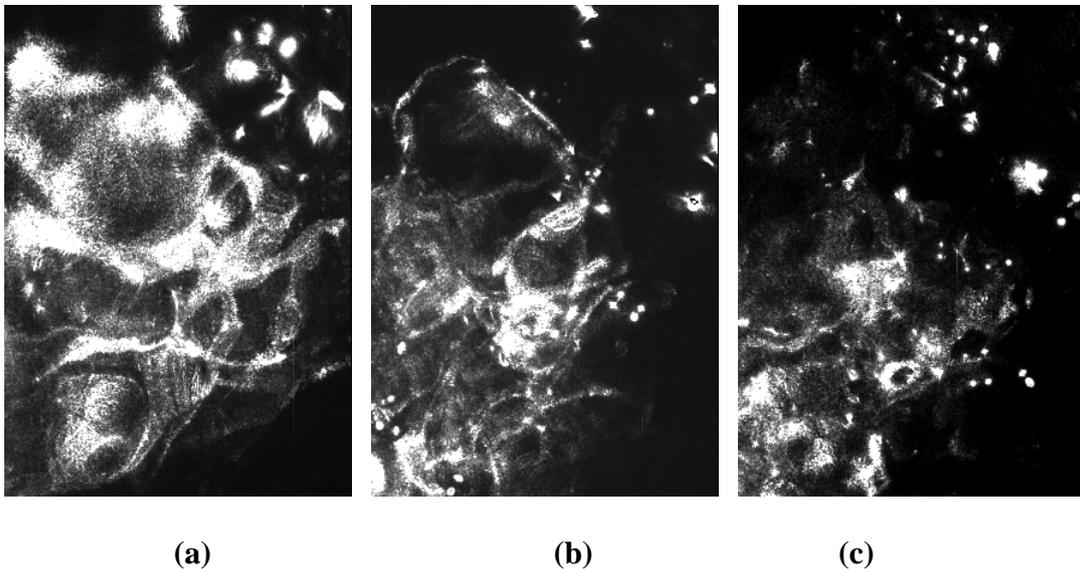
La formación y eyección de la nube de gotas atomizadas se muestra en las Figuras 4.11 a) y b), y pueden identificarse con lo que Boguslavskii y Eknadiosyants (1969) han denominado como “atomización fuente”.



**Figura 4.11:** Característica típica de la atomización a alto voltaje (33 V).

Las imágenes corresponden al área (b) en la Figura 4.6. Fueron registradas con una resolución de  $5 \mu\text{m}/\text{píxel}$ , un campo de visión de  $1,9 \times 1,45$  mm, voltaje de excitación del disco es 33 V, y registrando la señal de fluorescencia del trazador. De nuevo conviene señalar que los detalles de la superficie del líquido son poco visibles porque las imágenes se obtuvieron seccionando el volumen líquido con el plano láser.

La deducción de los tamaños de las gotas directamente de las imágenes puede ser engañosa, pero es evidente que estos tamaños son notablemente más pequeños que la longitud de onda de la perturbación superficial mostrada, por ejemplo en la Figura 4.7. Por otro lado, aplicando la relación de Lang, ecuación (2.2), y resolviéndola con los valores de los parámetros de operación (densidad y tensión superficial del agua, frecuencia de excitación del transductor), el diámetro de gotas calculado resulta ser de  $3 \mu\text{m}$  aproximadamente. Como se demostrará en el siguiente Capítulo, este resultado del tamaño de gotas está muy cerca de las medidas obtenidas por difracción láser. Esta coincidencia es algo sorprendente, teniendo en cuenta la notoria divergencia entre las longitudes de onda calculada y la observada en los experimentos.



**Figura 4.12:** Perturbaciones superficiales a diferentes voltajes.

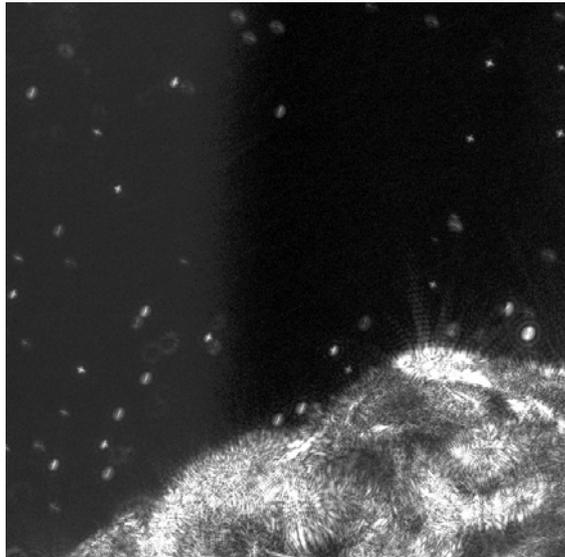
a) 27,5 V, b) 30 V y c) 35 V

Para comprobar si la discrepancia entre el tamaño de gotas y la longitud de onda pudiese ser dependiente de las condiciones de forzado, se obtuvieron imágenes para distintos voltajes. En las Figuras 4.12 a), b) y c) se muestra un área de  $10,4 \times 7,8$  mm con una resolución de  $27 \mu\text{m}/\text{pixel}$ . Los voltajes de excitación son 27,5; 30 y 35 V respectivamente. De estas imágenes, se deduce, en efecto, que al variar el voltaje, la longitud de onda visible de las inestabilidades capilares se mantiene aproximadamente constante, lo que concuerda con la mayoría de las teorías que relacionan las ondas superficiales con la frecuencia de excitación ultrasónica. Como se demostrará en el

siguiente Capítulo, un comportamiento similar ocurre con el diámetro medio de las gotas generadas.

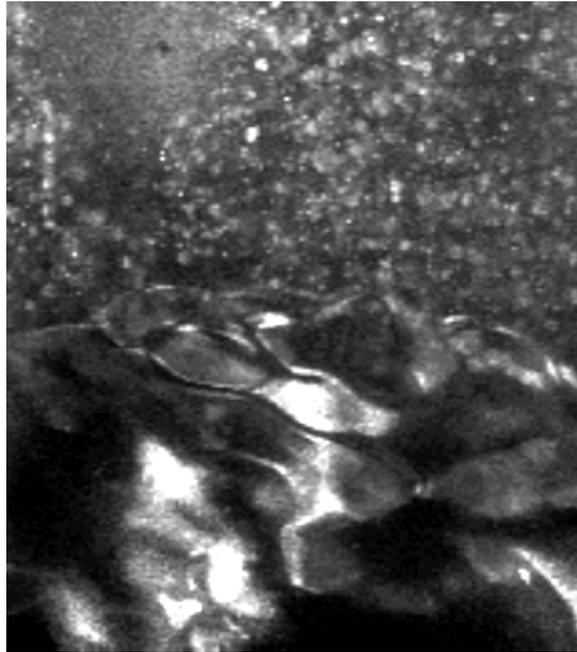
Un aspecto que no se puede corroborar, aún con los altos aumentos utilizados en los experimentos, es si en estas imágenes existe una superposición de dos o más ondas con diferentes frecuencias espaciales. En todo caso, en las imágenes registradas no se ha observado ninguna onda que presumiblemente tenga una longitud más pequeña, de modo que resultase plausible suponer que las gotas se formen por desprendimiento en sus crestas.

En la Figura 4.13, correspondiente a un campo de visión de 1,5 x 1,5 mm, un voltaje de excitación de 37 V y una resolución de 2  $\mu\text{m}/\text{píxel}$ , el mayor de los aumentos con los que se ha trabajado, se observa simultáneamente la presencia de ondas superficiales junto con gotas atomizadas lo que permite comparar su diámetro con la longitud característica de las perturbaciones en la superficie del líquido. La diferencia es notable.



**Figura 4.13:** Vista simultánea de la interfase líquido-aire y las gotas atomizadas.

Esta imagen fue tomada con una cámara PCO SensiCam dotada de una matriz de 736 x 736 píxeles. Las características de esta cámara se describirán más adelante en el Capítulo 6.



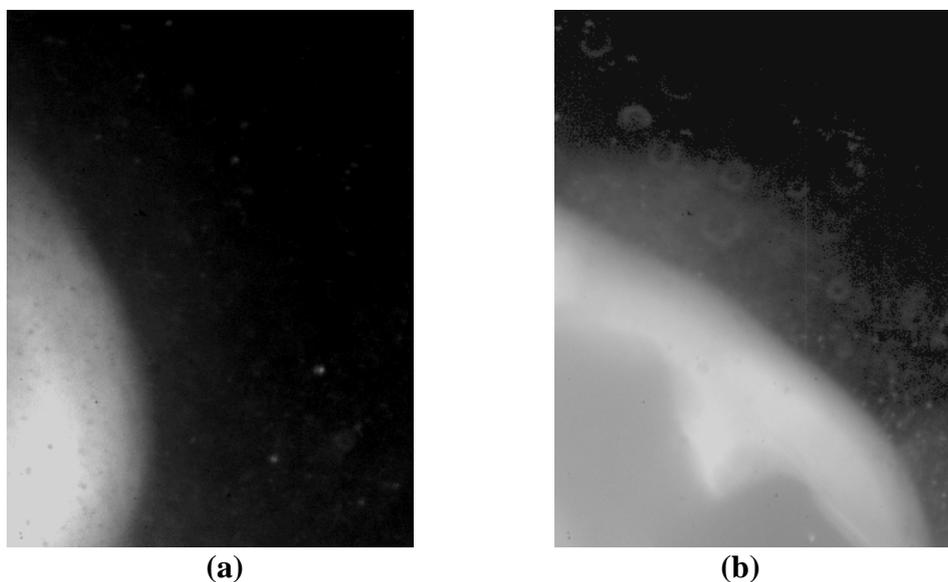
**Figura 4.14:** Red de ondas superficiales excitadas con voltaje de 30 V.

Otra imagen en la que se observan de forma simultánea las ondas sobre la superficie de agua y las gotas generadas se muestra en la Figura 4.14. En esta figura, el transductor se ha excitado a un voltaje de 30 V, y la misma describe un campo de visión de 10,4 x 7,8 mm con una resolución de 27  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ , correspondiente a la zona (a) en la Figura 4.6. Puede observarse la estructura de ondas dispuestas de forma regular. Esta disposición regular de las ondas recuerda mucho los resultados descritos en algunos trabajos publicados anteriormente (Christiansen *et al.* (1992), Fauve *et al.* (1992); etc.).

A la vista de la discrepancia entre las longitudes de onda observadas en los experimentos y las predecibles por la relación de Rayleigh (ver Capítulo 2), podría aventurarse que, al menos en las presentes condiciones experimentales, el origen de las gotas del spray pueda deberse a otros mecanismos físicos. Como posibilidad alternativa podría atribuirse a la cavitación de las burbujas formadas en la interfase líquido/transductor o incluso en el seno del líquido. La propagación y el colapso de las burbujas podrían, bajo esta hipótesis, provocar la eyección de una niebla fina.

En efecto, algunas imágenes revelan la presencia de burbujas en el seno del líquido, Estas burbujas se identifican como los puntos negros dentro de la masa de

agua en las Figuras 4.15 a) y b), correspondientes a un campo de visión de 0,75 x 0,57 mm y una resolución de 2  $\mu\text{m}$ /pixel. El área fotografiada corresponde a la zona (d) en la Figura 4.6.

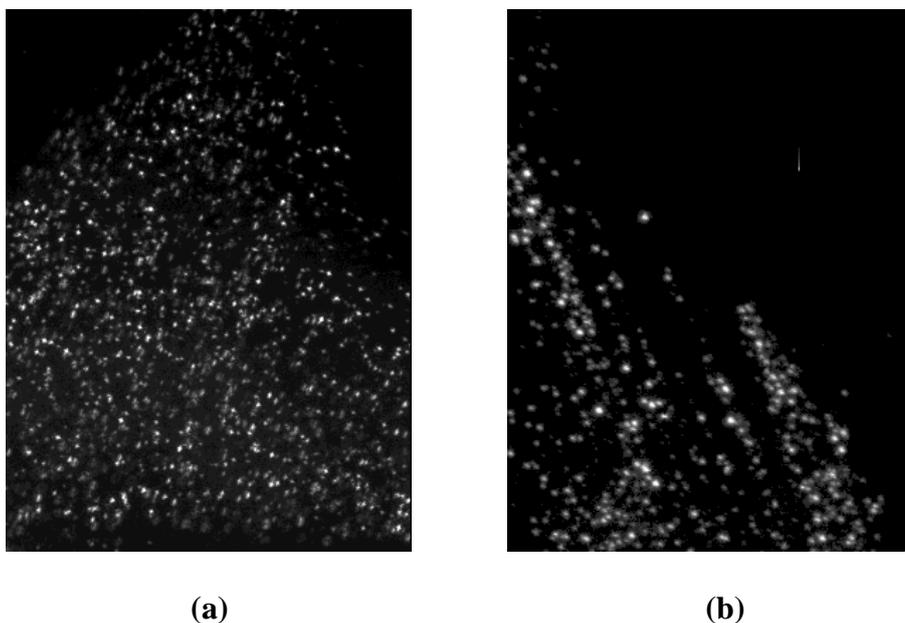


**Figura 4.15:** Visualización de burbujas y gotas.

La escala de grises en estas imágenes se ha tratado de optimizar para que las burbujas puedan ser discernidas simultáneamente con las pequeñas gotas localizadas sobre la superficie líquida. Es evidente que tanto las gotas como las burbujas tienen aparentemente tamaños similares, lo que podría corroborar la hipótesis. Desgraciadamente, la presencia de las burbujas no ha sido observada sistemáticamente en todas las imágenes en las cuales se han detectado gotas.

Todas las observaciones realizadas hasta este punto no hacen referencia a la evolución temporal de la atomización en dependencia del nivel de agua sobre el transductor. Si el dispositivo atomizador fuese utilizado para suministrar una dosis fija de un medicamento, ésta habría de ser atomizada en su totalidad, y por tanto las condiciones irían variando. A medida que se atomiza un volumen discreto de agua, su nivel en la superficie del transductor, naturalmente, decrece. Cuando finalmente queda una lámina líquida muy delgada, las características de la atomización cambian. En lugar de formar una niebla relativamente homogénea, las gotas se forman en trenes, o sea en corrientes rectas y paralelas, y sus diámetros se incrementan. Estos comportamientos se muestran respectivamente en las Figuras 4.16 a) y b). En ambas

figuras, la resolución es  $5 \mu\text{m}/\text{pixel}$ , el campo de visión es  $1,9 \times 1,45 \text{ mm}$ , (zona c) en la Figura 4.6) y el voltaje de excitación es 30 V. En la Figura 4.16 a) una nube homogénea es generada sobre la superficie del agua. Sin embargo en la Figura 4.16 b) correspondiente al momento en que está a punto de consumirse el líquido sobre el transductor, las gotas emergen en trenes formando “filamentos” discretos, cruzando desde la derecha hacia la izquierda en la imagen. Esta variación debe de asociarse a la disminución del espesor de la lámina líquida, así como al cambio de curvatura en la interfase.



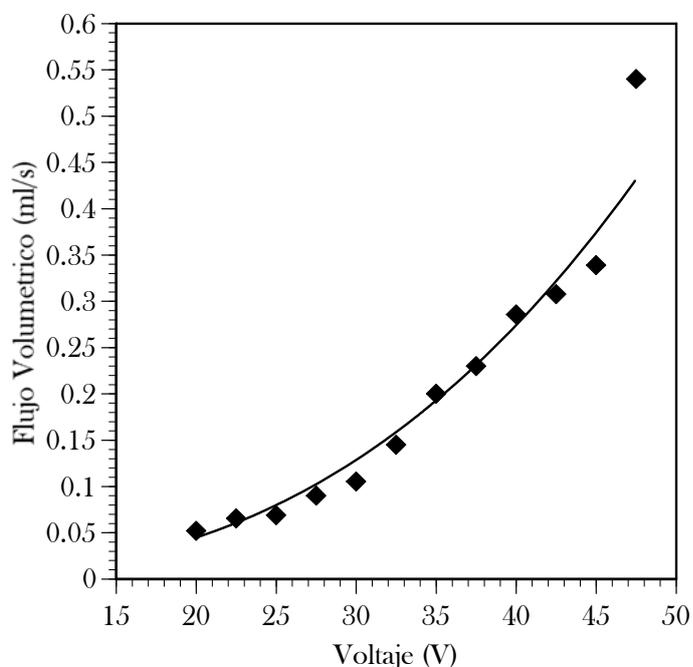
**Figura 4.16:** Características de la atomización para un voltaje de 30 V al descender el nivel de líquido sobre el transductor.

Todos estos experimentos descritos se han realizado para una alimentación continua del transductor. Si bien se ha comprobado con las imágenes registradas que el tamaño de las gotas aparentemente no varía con el voltaje de excitación, también pudo constatar que la cantidad de líquido atomizado aumenta con este parámetro.

El comportamiento entre el caudal y el voltaje de excitación puede verse en la Figura 4.17. Para determinar el caudal atomizado, se midió el tiempo en que se atomiza una cantidad determinada de agua variando el voltaje de excitación. El caudal de agua atomizado se calcula al dividir el volumen de agua atomizado por el tiempo en que tardó en atomizarse completamente. La dependencia es notoria. Para disminuir el tiempo de atomización convendría trabajar a voltajes elevados, pero conviene recordar

que los voltajes muy altos son susceptibles de dañar el disco piezocerámico por sobrecalentamiento, y en general disminuyen la vida útil del mismo. Este punto es especialmente crítico si se trata de atomizar volúmenes discretos de líquido. Si el transductor se mantiene continuamente sumergido, el propio líquido actúa de refrigerante y limita la temperatura alcanzada por el disco. Si se opera el disco sin líquido, las posibilidades de despolarización son elevadas. También conviene señalar que a mayores voltajes, también aumentan las salpicaduras en forma de gotas de tamaños grandes, debidas al violento desplazamiento del total de la masa líquida.

**Figura 4.17:** Variación del flujo volumétrico en función del voltaje de excitación.



#### 4.6 – Conclusiones parciales.

Se ha llevado a cabo la visualización experimental de la atomización ultrasónica del agua con frecuencia de excitación del orden de MHz. Los experimentos se realizaron manteniendo constante el nivel del agua sobre el transductor piezocerámico en algunas ocasiones, y en otras, dejando atomizar completamente un volumen fijo del líquido. En este caso se ha analizado la evolución temporal del proceso.

El proceso de atomización ocurre de la siguiente forma: la excitación ultrasónica del transductor piezocerámico provoca la oscilación de la masa líquida que forma un cono, y la aparición de ondas superficiales en la interfase aire/líquido. La longitud de onda de estas ondas superficiales observadas, no obstante, es más grande que la estimada mediante la ecuación de Rayleigh. A partir de un determinado voltaje umbral, se desprende una niebla de gotas finas de la superficie del líquido. A altos voltajes, se observa un violento movimiento de la masa líquida con muchas salpicaduras de líquido. En algunas imágenes registradas, se detectó la presencia de burbujas en el volumen líquido. Las burbujas colapsan y desaparecen en la superficie libre del líquido donde se forman gotas finas. La formación de las burbujas se debe probablemente a la cavitación en la interfase disco/agua y puede ser incluso el mecanismo físico responsable del proceso de atomización. Esta formación de las burbujas sólo ocurre cuando la amplitud de las oscilaciones sobrepasa cierto umbral que, en el caso estudiado, corresponde a voltajes de excitación superiores a 15 V.

En las etapas finales de atomización, cuando existe poca agua sobre el transductor, la distribución espacial de la nube de gotas cambia. En lugar de formar una niebla homogénea, las gotas emergen en discretos filamentos. Este efecto está asociado a la disminución de la curvatura de la superficie.

De forma general, cuando se aumenta el voltaje de excitación, aumenta la tasa de líquido atomizado.

Para corroborar los resultados obtenidos hasta ahora, y sobre todo para profundizar el conocimiento de la atomización ultrasónica, se discutirá en el Capítulo siguiente los resultados obtenidos de la medida del tamaño de las gotas generadas empleando una técnica de difracción láser.

## CAPÍTULO 5

### EXPERIMENTOS DE DIFRACTOMETRÍA.

#### 5.1 - Introducción.

Para lograr la mayor eficiencia en el objetivo trazado, en muchas aplicaciones científicas, industriales, tecnológicas, farmacéuticas, etc., se requiere de un tamaño específico de gotas generadas por atomización. La determinación del tamaño de las gotas generadas por atomización ultrasónica resulta necesaria, no sólo por su importancia en las distintas aplicaciones sino, como complemento al estudio, para entender mejor los mecanismos de este método de atomización.

La determinación de tamaños de partículas ha sido un tema tratado desde hace mucho tiempo y existen numerosos métodos para llevarla a cabo, como los simples tamices, las técnicas de sedimentación, la variación de impedancia y la microscopía. En el año 2000 a.C. los antiguos egipcios utilizaban el tamiz para separar en distintos tamaños las partículas de materiales secos. Hoy en día, este método sigue siendo una de las vías más populares para determinar los tamaños de partículas.

El descubrimiento y desarrollo de los láseres y los detectores de superficie provocó, después de la década de los años '60, un vertiginoso desarrollo de las técnicas de medida. En 1970, la recién creada compañía "*Malvern Instruments*" comienza el desarrollo del primer analizador comercial de tamaño de partículas basado en la difracción láser, según la teoría de dispersión de la luz de Mie. La tecnología utilizada en estos instrumentos proporciona una medición muy rápida y permite medir con suma precisión y en forma no destructiva partículas de un amplio rango, que abarcan tamaños desde lo submicrónico hasta algunos milímetros. En el presente trabajo, se ha empleado un difractómetro Malvern Mastersizer S para la medición de tamaño de gotas.

En este Capítulo se detallarán el método y los materiales empleados para medir los tamaños de las gotas generadas por atomización ultrasónica. Además, se discutirán los resultados obtenidos mediante la medición de tamaño de partículas para detallar un poco más los mecanismos que rigen la atomización ultrasónica, así como extraer conclusiones acerca de la validez de este método de generación de gotas para ser empleado en la aerosolterapia.

## **5.2 - Métodos y materiales para la determinación de tamaños de gotas.**

La difractometría láser está basada en el principio de la difracción de la luz láser para determinar el tamaño de partículas contenidas en sólidos, líquidos, lodos y aerosoles. Esta técnica fue descubierta en los años 70 y poco a poco su utilización se ha extendido en los ámbitos técnicos e industriales. Está demostrado que es uno de los métodos más cómodos y fiables de medida de tamaños de partículas, y por esta razón ha ido sustituyendo prácticamente al resto de las técnicas empleadas con la misma finalidad.

Esta técnica emplea el patrón de difracción generado como resultado de la interacción de una luz monocromática con el campo de partículas. Como en la mayoría de los métodos de medida de tamaño de partículas, se requiere normalmente que las partículas sean esféricas.

La resolución rigurosa del campo de luz difundido por una esfera homogénea de diámetro arbitrario, cuando incide sobre ella una onda plana monocromática se

aborda mediante las ecuaciones de Maxwell. En 1908, Gustav Mie presentó la solución exacta de este problema (Mie, 1908). Las ecuaciones obtenidas son aplicables a partículas esféricas homogéneas, isótropas y no magnéticas con la onda incidente monocromática, de perfil de intensidad uniforme, polarizada linealmente y frente de onda plana y de gran anchura comparada con el diámetro de la partícula.

Cuando un haz paralelo de luz monocromática incide sobre una partícula o gota, parte de este haz incidente puede ser absorbido, difractado, o transmitido (reflejado o refractado) en dependencia de las dimensiones físicas y de las propiedades de la partícula o gota. La aplicación de la ley de conservación de la energía a esta situación exige que la suma de los tres efectos sea igual a la energía de la luz incidente sobre la partícula en el área de referencia. La difracción es el fenómeno predominante y los componentes de reflexión y refracción son despreciables. Para un conjunto de partículas (gotas), el patrón de difracción combinado de todas ellas está relacionado de forma única con su distribución de tamaños. La diferencia entre las energías luminosas incidente y transmitida da la energía de la luz difractada, y depende de los siguientes factores:

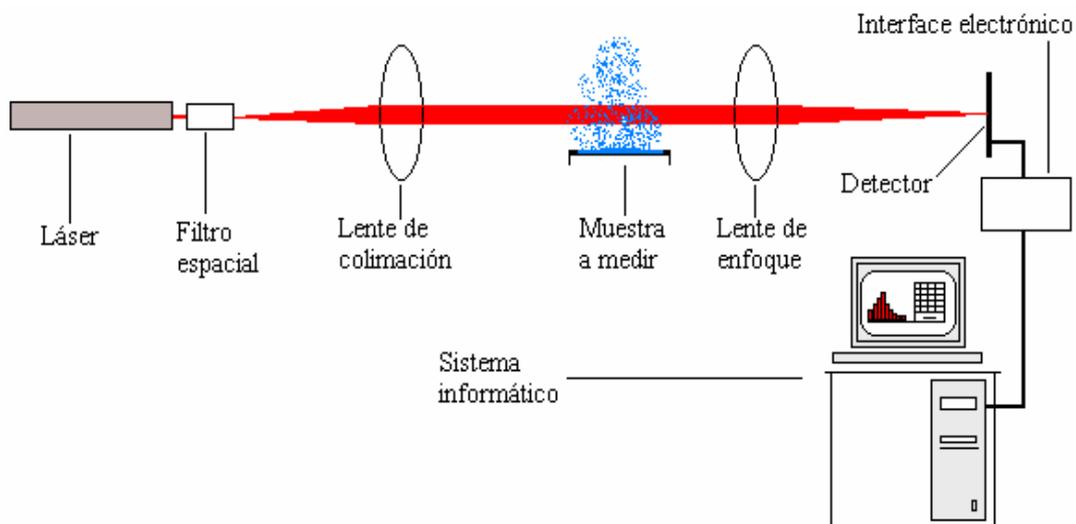
- La intensidad de la luz incidente,
- La longitud de onda de la luz incidente,
- La forma y el tamaño de las partículas,
- El índice de refracción de las partículas,
- El ángulo de difracción.

La técnica de difracción de la luz láser es capaz en principio, de medir el tamaño de cualquier tipo de partículas de una fase en otra. El único requisito de esta técnica es que cada fase debe ser distinta ópticamente de la otra, y que el medio de suspensión de las partículas debe ser transparente para la longitud de onda del haz de luz láser. Esto significa en la práctica, que el índice de refracción de las partículas a medir debe ser diferente al del medio en el cual se encuentran en suspensión.

Generalmente, dos teorías son empleadas para describir la difracción y la dispersión de la luz en dependencia del tamaño de las partículas:

- La **Teoría de Fraunhofer** es aplicable a partículas relativamente grandes. Para ser llamadas partículas “grandes”, deben tener tamaño mayor que la longitud de onda de la luz incidente. El inconveniente que tiene esta teoría es que no toma en consideración los efectos de absorción y de transmisión de la luz.
- Para pequeñas partículas, es conveniente emplear la **Teoría de Mie**. Este modelo toma en cuenta todos los efectos de dispersión (absorción, difracción, reflexión y refracción) de la luz alrededor de las partículas en su medio de suspensión. Para utilizar el modelo de Mie, es necesario conocer el índice de refracción de las partículas (expresado en forma de número complejo) y el de su medio de suspensión. La parte real del índice de refracción de las partículas es el índice de refracción estándar; y la parte imaginaria representa la absorción.

Debido a la importancia del modelo de Mie, muchos investigadores han creado algoritmos compactos y seguros, que permiten obtener, en pocos segundos, los resultados de la dispersión de la luz tomando en cuenta el índice de refracción complejo de la muestra a medir. Este modelo es el utilizado en el difractómetro Malvern Mastersizer, como el utilizado en este trabajo.



**Figura 5.1:** Configuración básica del difractómetro Malvern Mastersizer S.

En síntesis, el difractómetro es un conjunto de unidades de emisión y de recepción de energía luminosa montadas solidariamente sobre una bancada rígida, y

provisto de celdas y accesorios que sirven para la ubicación de la muestra a medir. Su estructura esquemática es la que se muestra en la Figura 5.1.

La unidad óptica del difractómetro consiste en tres componentes: el transmisor, el receptor y el área de medida.

El transmisor está compuesto principalmente por el láser y la parte electrónica agregada. Ambos sirven para producir el haz de luz utilizado en la medición de las muestras. El láser que forma parte del difractómetro Malvern Mastersizer S utilizado es continuo de He-Ne (helio-neón) de baja potencia (5 mW). Emite un haz de luz roja de 633 nm de longitud de onda y 18 mm de diámetro, expandido, colimado y filtrado espacialmente

El área de medida está situada entre el transmisor y el receptor. Es donde la muestra a medir entra en contacto con el haz láser. La luz difractada se recoge mediante la lente de rango, también denominada lente de enfoque o lente de Fourier. La lente de Fourier hace converger la luz sobre los detectores situados en el plano focal. Esta lente tiene la propiedad de dirigir a una misma distancia radial todos los rayos que inciden sobre ella con un ángulo determinado. De esta forma, la distribución de la luz difractada sobre el plano focal es función del diámetro de las gotas, independientemente de su posición y de su velocidad. El difractómetro Malvern Mastersizer S dispone de una montura adecuada para lentes de rango entre 300 y 1.000 mm de distancia focal. Para obtener medidas correctas, la muestra a medir debe situarse dentro de un intervalo de distancias determinado de la lente de rango.

Atendiendo a los tamaños de gotas que se esperaba obtener en los presentes experimentos de atomización ultrasónica, se realizaron las medidas con una lente 300F cuyo rango de medida de tamaños es de 0,5 – 900  $\mu\text{m}$ . Aparte del criterio de tamaño tenido en cuenta para escoger esta la lente, es importante resaltar que la distancia focal de 300 mm se consideró adecuada para este trabajo porque, además, permite colocar la lente y el receptor a una distancia razonable del aerosol. De esta forma se reduce completamente el riesgo de manchado de la lente por salpicadura de las gotas de agua.

Las clases de tamaños (49 en total) correspondientes a la lente 300F son las siguientes:

Nº de clase	Intervalo ( $\mu\text{m}$ )	Nº de clase	Intervalo ( $\mu\text{m}$ )	Nº de clase	Intervalo ( $\mu\text{m}$ )
1	<i>0,49 – 0,58</i>	17	<i>5,69 – 6,63</i>	33	<i>65,51 – 76,32</i>
2	<i>0,58 – 0,67</i>	18	<i>6,63 – 7,72</i>	34	<i>76,32 – 88,91</i>
3	<i>0,67 – 0,78</i>	19	<i>7,72 – 9,00</i>	35	<i>88,91 – 103,58</i>
4	<i>0,78 – 0,91</i>	20	<i>9,00 – 10,48</i>	36	<i>103,58 – 120,67</i>
5	<i>0,91 – 1,06</i>	21	<i>10,48 – 12,21</i>	37	<i>120,67 – 140,58</i>
6	<i>1,06 – 1,24</i>	22	<i>12,21 – 14,22</i>	38	<i>140,58 – 163,77</i>
7	<i>1,24 – 1,44</i>	23	<i>14,22 – 16,57</i>	39	<i>163,77 – 190,80</i>
8	<i>1,44 – 1,68</i>	24	<i>16,57 – 19,31</i>	40	<i>190,80 – 222,28</i>
9	<i>1,68 – 1,95</i>	25	<i>19,31 – 22,49</i>	41	<i>222,28 – 258,95</i>
10	<i>1,95 – 2,28</i>	26	<i>22,49 – 26,20</i>	42	<i>258,95 – 301,68</i>
11	<i>2,28 – 2,65</i>	27	<i>26,20 – 30,53</i>	43	<i>301,68 – 351,46</i>
12	<i>2,65 – 3,09</i>	28	<i>30,53 – 35,56</i>	44	<i>351,46 – 409,45</i>
13	<i>3,09 – 3,60</i>	29	<i>35,56 – 41,43</i>	45	<i>409,45 – 477,01</i>
14	<i>3,60 – 4,19</i>	30	<i>41,43 – 48,27</i>	46	<i>477,01 – 555,71</i>
15	<i>4,19 – 4,88</i>	31	<i>48,27 – 56,23</i>	47	<i>555,71 – 647,41</i>
16	<i>4,88 – 5,69</i>	32	<i>56,23 – 65,51</i>	48	<i>647,41 – 754,23</i>
				49	<i>754,23 – 878,67</i>

**Tabla 5.1:** Clases de tamaños de gotas para la lente de 300F.

La unidad de recepción es la parte final de la unidad óptica. Recoge y almacena la información recibida de la difusión del haz láser de análisis cuando éste atraviesa el volumen de medida. Los datos, una vez registrados, son enviados al sistema informático para ser analizados. El componente principal del receptor es el banco de

detectores. Los detectores están compuestos de fotodiodos dispuestos en un patrón radial.

En el Malvern Mastersizer S, existe un conjunto de 48 detectores en forma de anillos concéntricos, semicirculares y fotosensibles. Estos detectores están repartidos como sigue:

- 42 detectores utilizados para medir la luz dispersada por las partículas,
- 1 detector central que sirve para medir la radiación de fondo,
- 2 detectores que sirven para la alineación,
- 2 detectores para medir la dispersión de retorno, y
- 1 detector que sirve para controlar el funcionamiento del láser.

Por una parte, los detectores registran en solitario la radiación de fondo; y por otra, la señal de energía total dispersada por las partículas. Los datos se toman barriendo varias veces todos los detectores. Durante un barrido, las señales de los anillos son recopiladas, digitalizadas en orden consecutivo, y almacenadas en el ordenador para ser promediadas con las señales del siguiente paso. Normalmente, se toman los datos durante unos centenares de barridos para asegurar que se han medido todas las clases de tamaño de partículas que se pueden encontrar aleatoriamente en el volumen de medida. Estos datos se procesan luego con la ayuda del sistema informático para obtener los resultados, es decir los tamaños de partículas.

El análisis y la presentación de los resultados obtenidos de la medición se llevan a cabo gracias a un software informático que es capaz de procesar la señal de luz dispersada de una amplia gama de materiales de determinados tamaños. Mediante este programa, el ordenador dispone de una tabla que permite caracterizar cómo un volumen unitario de medida con partículas de un rango determinado de tamaño, difunde luz cuando entra en contacto con la zona activa del haz láser. Al utilizar esta tabla como dato teórico, el ordenador deduce la distribución volumétrica de tamaño. El resultado final es también una tabla que contiene la información sobre el porcentaje del volumen de líquido atomizado y distribuido en las distintas clases de tamaños de gotas. El cálculo de esta distribución se efectúa aplicando un algoritmo iterativo a los valores de energía luminosa que llega a cada uno de los detectores, hasta conseguir los valores que hagan mínima la diferencia entre las energías medidas y las energías

proporcionadas por la distribución resultante. Esto se lleva a cabo por un proceso de optimización de mínimos cuadrados ajustando las características teóricas de la dispersión a los datos observados.

Es normal que el mejor resultado del ajuste obtenido no se corresponda a ninguna forma predeterminada de distribución de tamaño de partículas, y eso permite la caracterización de distribuciones multimodales con una alta resolución. No obstante en algunos casos, se puede forzar el análisis haciendo que los datos se ajusten a una distribución conocida, ya sea monomodal o multimodal. Con este difractor, se pueden ajustar las siguientes funciones de distribución monomodales:

- Distribución de Rosin-Rammler.

$$R(d) = \exp\left[-\left(\frac{d}{X}\right)^N\right]$$

donde  $R(d)$  es el resultado acumulativo para un tamaño menor que  $d$ .

- Distribución log-normal.

$$F(d) = \frac{1}{\ln(N)\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\ln(d) - \ln(X))^2}{2(\ln(N))^2}\right]$$

donde  $F(d)$  es la frecuencia relativa del tamaño  $d$ .

- Distribución normal.

$$F(d) = \frac{1}{N\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(d - X)^2}{2N^2}\right]$$

donde  $F(d)$  es la frecuencia relativa del tamaño  $d$ .

En cada caso,  $X$  y  $N$  son los parámetros característicos de la distribución.  $X$  es un parámetro de tamaño que puede relacionarse con la media de la distribución y  $N$  define el ancho de la distribución. El valor de  $X$  debe estar entre los límites de cada clase de tamaño y  $N$  puede tomar valores de acuerdo con el modelo de distribución utilizado como se muestra en la siguiente tabla:

Modelo de Distribución	Rango de N
<i>Rosin-Rammler</i>	0,11 – 22,5
<i>Log-Normal</i>	1,01 – 3,6
<i>Normal</i>	0,01 – X/3

**Tabla 5.2:** Rango de N según el modelo de distribución de tamaños de gotas.

En todo caso es importante resaltar que la medida fundamental del difractor es de tipo volumétrico. Todos los otros parámetros de salida son transformaciones numéricas de esta medida básica asumiendo que las partículas son esféricas. Por lo tanto, estos parámetros derivados deben ser utilizados con precaución para evitar una falsa interpretación.

En los experimentos realizados, hemos escogido el modelo “*polidisperso*” para analizar los datos obtenidos de las mediciones. Este modelo de análisis no impone ningún patrón predeterminado de curva a la distribución de tamaños de gotas.

En un experimento normal, el número de partículas necesario simultáneamente en el haz láser para obtener una medición adecuada de la dispersión, oscila entre 100 y 10.000, en dependencia de sus tamaños. Evidentemente, una medición instantánea de la dispersión daría una distribución de tamaños basada solamente en la pequeña sección transversal del material. Esto podría traer problemas en dos sentidos: un significado estadístico inadecuado y posiblemente un muestreo no representativo del volumen de material. Esto se evita haciendo una observación promediada en tiempo de la dispersión a medida que el material está pasando continuamente a través del plano de análisis. Haciendo muchas medidas en el detector y promediándolas, es posible desarrollar una característica integral de la dispersión de la luz basada en millones de partículas individuales.

Existen algunos aspectos que tienen influencia sobre los rangos de tamaños de partículas que se pueden medir con el difractor Mastersizer S.

A partir del rango de tamaños de 10  $\mu\text{m}$  o mayores, la dispersión de la luz es en gran parte, independiente de las propiedades ópticas de las partículas o del medio de

suspensión y es provocada por la difracción de la luz alrededor de las partículas. En muchas aplicaciones, la luz incidente sobre las partículas es absorbida y puede ser ignorada. Por lo tanto, para este rango de tamaños de partículas, no se requiere ningún conocimiento de las propiedades ópticas de las partículas o del medio de suspensión.

En el rango de tamaños por debajo de 10  $\mu\text{m}$ , la dependencia del índice de refracción empieza a ser muy considerable debido al hecho de que con tamaños tan pequeños, la luz incidente sobre las partículas no se atenúa completamente y puede surgir un rayo refractante. En esta situación, se requiere de un modelo de dispersión capaz de considerar este componente adicional. En los antiguos medidores de tamaños de partículas por difracción, se empleaban teorías “anómalas de difracción” y la teoría de “Fraunhofer” para compensar los errores que pueden introducirse en la medición de las partículas de este rango, al no tomar en cuenta los efectos de refracción.

Sin embargo, para tamaños muy pequeños de partículas ( $\sim 1 \mu\text{m}$  o menores), es imprescindible considerar las propiedades ópticas de la muestra a medir. Con estos pequeños tamaños, la interacción de la luz con las partículas es compleja y fuertemente influenciada por las propiedades ópticas de las mismas. El difractómetro “Mastersizer S” resuelve este problema mediante un modelo completo de la “Teoría de Mie” para la dispersión de la luz.

Las constantes ópticas que determinan el comportamiento de la dispersión se limitan a tres valores: el índice de refracción de las partículas, el índice de refracción del medio de suspensión de las partículas y la absorción de las partículas.

### **5.3 - Distribución de tamaño de partículas: conceptos fundamentales.**

Para entender e interpretar el significado de los resultados generados por el difractómetro es necesario previamente explicar varios conceptos fundamentales.

En la interpretación de los resultados obtenidos a partir de la difracción láser, lo primero y probablemente el punto más importante que hay que recordar, es que la distribución fundamental de los tamaños derivados de esta técnica, es “*volumétrica*”. Es decir que cuando el resultado muestra, por ejemplo 11 % de la distribución en la categoría de tamaño de 6,97 – 7,75  $\mu\text{m}$ , esto significa que el volumen total de todas las

partículas con diámetros comprendidos en este rango representa el 11 % del volumen total de todas las partículas presentes en la distribución.

La teoría de Mie presupone que las partículas medidas son esferas perfectas. La única vía de describir una partícula de forma geométrica irregular, es comparar alguna de sus características a las de una esfera imaginaria. Esta técnica se conoce como “esferas equivalentes”. Las distribuciones de las partículas obtenidas mediante el difractómetro se expresan en términos de volúmenes de esferas equivalentes, no sólo por la necesidad de caracterizar las partículas por un tamaño único sino también por otras ventajas adicionales:

Considérese por ejemplo una partícula cilíndrica de 20  $\mu\text{m}$  de diámetro y una altura de 60  $\mu\text{m}$ . El volumen de esta partícula cilíndrica es de 18.849,556  $\mu\text{m}^3$ , correspondiéndole una esfera de 33  $\mu\text{m}$  de diámetro perteneciente a un rango de tamaños que variaría desde 20  $\mu\text{m}$  (menor dimensión del cilindro) hasta 60  $\mu\text{m}$  (mayor dimensión del cilindro).

Este resultado es interesante para comparar la técnica de determinación de tamaño de partículas por difracción láser con otras técnicas. Por ejemplo, el tamizado haría pasar las partículas por una apertura de 20  $\mu\text{m}$  (menor dimensión del cilindro) y clasificarlas finalmente como partículas de 20  $\mu\text{m}$ . La sedimentación daría un resultado relacionado con el área de la superficie total, en este caso el diámetro sería 40  $\mu\text{m}$  aproximadamente.

Otro punto importante de la medida de tamaño de partículas por difracción láser, es que la distribución analizada se expresa en un conjunto de clases de tamaños que son optimizadas para igualar la geometría del detector a la configuración óptica y dar la mejor resolución. Todos los parámetros se derivan de esta distribución fundamental.

Los parámetros de distribución y los diámetros derivados se calculan a partir de la distribución fundamental empleando la suma de las aportaciones provenientes de cada clase de tamaños. Para mejorar el cálculo, el diámetro representativo de cada clase de tamaños se toma como la media geométrica de los valores límites de esta clase de tamaños:

$$\sqrt{(d_{i-1})(d_i)} \quad (5.1)$$

Este número será ligeramente diferente a la media aritmética:

$$\frac{d_{i-1} + d_i}{2} \quad (5.2)$$

Por ejemplo, la clase de tamaños [404,21 – 492,47  $\mu\text{m}$ ] tiene 446,16  $\mu\text{m}$  de media geométrica y 448,34  $\mu\text{m}$  de media aritmética. En la mayoría de los casos, la diferencia es pequeña pero la media geométrica se elige en estos cálculos como más apropiada para la separación logarítmica de las clases fundamentales de tamaños. El mismo principio de cálculo se aplica para determinar los parámetros estadísticos de la distribución como son la desviación estándar, el skewness y la kurtosis.

Los datos proporcionados por el equipo Malvern como salida estándar se compilan en una tabla que contiene los resultados de las medidas de radiación de fondo y de la energía total de luz dispersada por la muestra. La diferencia entre estas dos energías, constituye el “*dato*” y da la energía dispersada exclusivamente por las partículas del volumen de medida.

Debido a la atenuación de la energía luminosa por las continuas interacciones entre partículas contiguas, se utiliza una expresión para corregir la radiación de fondo, por lo que el “*dato*” real es:

$$D_j = S_j - (1 - O_b)B_j \quad (5.3)$$

donde D es el dato, S es la energía total difundida por el volumen de medida, B es la medida de la radiación de fondo y  $O_b$  es la obscuración. El subíndice j define el número correspondiente al anillo de detección.

La obscuración expresa la proporción de luz que no llega al detector central durante la medida de tamaño de partículas. Se define como la pérdida fraccionada de energía del haz láser provocada por la dispersión de luz por las partículas del volumen de medida. Es una medida de la concentración de las partículas.

Matemáticamente, la obscuración se define como:

$$O_b = 1 - \frac{L_s}{L_b} \quad (5.4)$$

donde,  $L_s$  es la intensidad de la luz medida en el detector central cuando el haz láser atraviesa el volumen de medida y  $L_b$  es la medida de la radiación de fondo; es decir, la

intensidad de la luz medida en el detector central, pero sin que haya interacción entre el haz y el volumen de medida. La obscuración es un parámetro de especial interés, pues su valor es una referencia que puede indicar la aparición de posibles errores en el proceso de medición. Entre estos caben citar los fenómenos de difracción múltiple y el llamado de viñeteo (vignetting). La obscuración se expresa normalmente en porcentaje.

Los valores de energía luminosa dispersada por las partículas (*dato*) se visualizan en gráficas y tablas. La distribución de los tamaños de las partículas constituye el *resultado*. El *análisis* es la etapa donde se procesan los datos medidos y los parámetros experimentales adicionales para obtener el resultado. La técnica empleada para el análisis consiste en un ajuste por mínimos cuadrados en un proceso iterativo. Se estima una distribución inicial de tamaños y se carga, para el modelo óptico elegido, una matriz de dispersión que sirve para pronosticar como las partículas dispersan luz. Esta matriz se usa para predecir la energía de luz dispersada que la distribución estimada pudiera generar. Esto se interpreta matemáticamente de la manera siguiente:

Si el dato obtenido de la medición se representa por un vector  $L_j$  y el resultado por un vector  $R_i$ , estos dos parámetros se relacionan por la ecuación:

$$L_j = A_{i,j} R_i \quad (5.5)$$

$A_{i,j}$  es la matriz de dispersión y se calcula precisamente a partir de la teoría de dispersión, tomando en cuenta las propiedades físicas de las partículas y de su medio de suspensión.

El dato calculado se compara con el dato real y mediante una serie de correcciones se modifica para mejorar el resultado parcial. El proceso se repite hasta que los datos, calculado y medido, concuerdan de manera aceptable. La distribución de tamaño obtenido en este punto es el resultado final. La comparación entre los datos calculados y medidos se hace a partir del error del ajuste de los mínimos cuadrados.

En el análisis, se calcula la distribución volumétrica de tamaño de partículas como resultado fundamental. La concentración se determina a partir de la obscuración del haz láser, conociendo esta distribución y la longitud activa del haz. Cualquier otra

información sobre el proceso de medición se deriva de esta distribución principal mediante una manipulación numérica asumiendo que las partículas son esféricas.

El residuo indica la calidad del ajuste realizado entre los datos de análisis y los datos medidos. El ajuste es bueno si el residuo es inferior a 1%. Si el residuo es superior a 1 %, entonces puede ser que no se ha utilizado una correcta selección de las constantes ópticas, tanto de las partículas como de su medio de suspensión, es decir que no se ha utilizado el modelo óptico adecuado. La matriz de dispersión depende del modelo óptico.

Generalmente en los difractómetros láser, el rango típico de los ángulos de dispersión oscila entre 0,01 – 15 grados y el tamaño mínimo que se puede medir está alrededor de 1  $\mu\text{m}$ . Para estos rangos de tamaños y ángulos, las propiedades de dispersión son, en gran parte, independientes de las propiedades ópticas internas del volumen de medida. En el difractómetro Mastersizer S (el que se ha utilizado), el rango de ángulos de detección está extendido hasta 135 grados a fin de medir tamaños hasta 0,05  $\mu\text{m}$ . La dispersión proveniente de partículas tan pequeñas a ángulos tan grandes, depende de las propiedades ópticas del material de una forma tan considerable que no se puede, en absoluto, pasar por alto. Por eso, el Mastersizer S está provisto del modelo de dispersión de la luz de la Teoría de Mie, para realizar con precisión una medición tan extensa de partículas finas.

### 5.3.1 - Parámetros estadísticos de la distribución.

Las variables estadísticas de la distribución se calculan a partir del resultado inicial (volumen expresado en porcentaje en cada clase de tamaño de gotas) utilizando los diámetros derivados  $D_{mn}$  definidos como:

$$D_{mn} = \left[ \frac{\sum V_i d_i^{m-3}}{\sum V_i d_i^{n-3}} \right]^{\left( \frac{1}{m-n} \right)} \quad (5.6)$$

donde  $V_i$  es el volumen relativo correspondiente a la clase “i” cuya marca de clase (diámetro promedio de la clase) es  $d_i$ ; “m” y “n” son valores enteros que describen el tipo de diámetro derivado de la distribución.

Los diámetros derivados más utilizados son  $D_{32}$  y  $D_{30}$ :

$D_{32}$  es el diámetro medio superficial, conocido también como “Diámetro Medio de Sauter” (“Sauter Mean Diameter” o “SMD”). Se define como el diámetro de una partícula con una relación volumen/superficie igual a la de todas las partículas del volumen de medida. Es un parámetro muy útil, y comúnmente empleado, en las aplicaciones de combustión.

$D_{30}$  es el diámetro medio volumétrico. Es el diámetro de una partícula cuyo volumen es el promedio de los volúmenes de todas las partículas del volumen de medida. Es conocido también como “Volume Mean Diameter” o “VMD”. Es un parámetro muy útil en las aplicaciones médicas, que es el caso que nos concierne en este trabajo.

Los distintos diámetros derivados de la distribución están relacionados por la ecuación:

$$D_{mn}^{m-n} = \frac{D_{m0}^m}{D_{n0}^n} \quad (5.7)$$

Además, en este trabajo, se han analizado como parámetros de interés, los *percentiles*:

$D_{v0,1}$ : tamaño de partículas por debajo del cual se encuentra el 10% del volumen de líquido atomizado.

$D_{v0,5}$ : tamaño de partículas por debajo del cual se encuentra el 50% del volumen de líquido atomizado. Este tamaño se conoce también como “Diámetro Mediano Másico” (o “Mass Median Diameter” - MMD).

$D_{v0,9}$ : tamaño de partículas por debajo del cual se encuentra el 90% del volumen de líquido atomizado.

Dos parámetros adicionales, que se encuentran en las tablas derivadas de las distribuciones de tamaños de gotas, son el *Span* y la *Uniformidad*:

El Span de una distribución se define como:

$$Span = \frac{D_{x0,9} - D_{x0,1}}{D_{x0,5}} \quad (5.8)$$

y da una descripción del ancho de la distribución, que es independiente del tamaño mediano. Mientras más pequeño sea su valor, más estrecha es la distribución.

El otro término que describe el tipo de distribución independientemente del tamaño mediano es la *Uniformidad*, que es una medida de las desviaciones absolutas con respecto al tamaño mediano. La *Uniformidad* se define como:

$$Unif = \frac{\sum X_i |D_{x0,5} - d_i|}{D_{x0,5} \sum X_i} \quad (5.9)$$

Aquí  $D_{x0,5}$  es el tamaño mediano de la distribución (donde  $x$  puede sustituirse por  $v$ ,  $s$ ,  $l$ , o  $n$ , según el tipo de distribución), y  $d_i$  y  $X_i$  son respectivamente el diámetro promedio y el resultado de la distribución, ambos correspondientes a la clase de tamaño “ $i$ ”. El resultado de la distribución  $X_i$  puede ser el porcentaje en volumen, superficie, longitud, o número de gotas de la clase “ $i$ ” de tamaño; en dependencia del tipo distribución (volumétrica, superficial, lineal, o numérica).

La variable  $X_i$  puede calcularse mediante la fórmula de transformación del resultado básico generado por el difractómetro.

### 5.3.2 - Transformación del tipo de distribución estadística.

Como se ha indicado, el resultado básico generado por el difractómetro Mastersizer S es una *distribución volumétrica*, es decir una proporción volumétrica de las partículas de cada clase de tamaño con respecto al volumen total. Es posible convertir esta distribución volumétrica en otro tipo diferente de distribución. Probablemente la siguiente distribución más útil, después de la volumétrica, es la *numérica*, en donde se expresa la proporción numérica de partículas correspondiente a cada clase de tamaño. Los otros dos tipos de distribución son las distribuciones de *superficies* y de *longitudes* de las partículas.

Matemáticamente, la transformación de un tipo de distribución a otro puede expresarse de la siguiente manera:

$$X_i = \frac{100V_i / d_i^n}{\sum (V_i / d_i^n)} \quad (5.10)$$

donde  $X_i$  es el porcentaje transformado de la distribución,  $V_i$  es el resultado de la distribución volumétrica,  $d_i$  es el tamaño promedio de la clase “ $i$ ” y  $n$  en la ecuación

(5.10) es el número que representa el tipo de distribución requerido: 1 para la distribución de superficies, 2 para la de longitudes y 3 para la numérica.

Debe notarse que un pequeño volumen de partículas de pequeños tamaños puede transformarse en una cantidad importante de una distribución numérica. Si esta pequeña cantidad se debe solamente al ruido, o a otros errores en la medida, entonces eso puede falsear la verdadera distribución deseada. Estos pequeños errores en la medida son, de hecho, incrementados durante el proceso de transformación.

Los principales parámetros definidos anteriormente sobre la distribución de tamaño de partículas pueden verse en la siguiente tabla.

**Result: Analysis Table**

ID: ult40V		Run No: 4		Measured: 24/10/01 14.06			
File: CNM		Rec. No: 114		Analysed: 24/10/01 14.06			
Path: D:\SIZERS\DATA\				Source: Analysed			
Range: 300 mm		Beam: 14.30 mm		Sampler: None			
Presentation: 3QAA		Analysis: Polydisperse		Obs': 5.4 %			
Modifications: None				Residual: 0.615 %			
Conc. = 0.0018 %Vol		Density = 1.000 g/cm <sup>3</sup>		S.S.A.= 0.3808 m <sup>2</sup> /g			
Distribution: Volume		D[4, 3] = 240.29 um		D[3, 2] = 15.76 um			
D(v, 0.1) = 4.30 um		D(v, 0.5) = 78.06 um		D(v, 0.9) = 697.08 um			
Span = 8.875E+00		Uniformity = 2.732E+00					
Size (um)	Volume In %	Size (um)	Volume In %	Size (um)	Volume In %	Size (um)	Volume In %
0.49	0.00	3.60	2.59	26.20	1.54	190.80	1.11
0.58	0.00	4.19	2.25	30.53	2.15	222.28	1.50
0.67	0.00	4.88	2.63	35.56	2.88	258.95	2.08
0.78	0.00	5.69	2.78	41.43	3.56	301.68	2.74
0.91	0.00	6.63	2.16	48.27	4.01	351.46	3.57
1.06	0.00	7.72	1.78	56.23	4.11	409.45	4.32
1.24	0.02	9.00	1.42	65.51	3.83	477.01	5.02
1.44	0.11	10.48	0.98	76.32	3.24	555.71	5.87
1.68	0.44	12.21	0.72	88.91	2.53	647.41	6.99
1.95	1.04	14.22	0.58	103.58	1.85	754.23	6.36
2.28	0.73	16.57	0.57	120.67	1.34	878.67	
2.65	1.64	19.31	0.82	140.58	1.03		
3.09	3.05	22.49	1.10	163.77	0.96		
3.60		26.20		190.80			

**Tabla 5.3:** Fichero de datos y resultados de una medición por difracción láser.

### 5.3.3 - Errores de medida por difracción múltiple y por vignetting (viñeteado).

La determinación de tamaños por difracción láser parte del patrón de dispersión de la luz que proporciona una partícula esférica bajo ciertas condiciones. Con esta base teórica se construye el algoritmo que permite averiguar la distribución

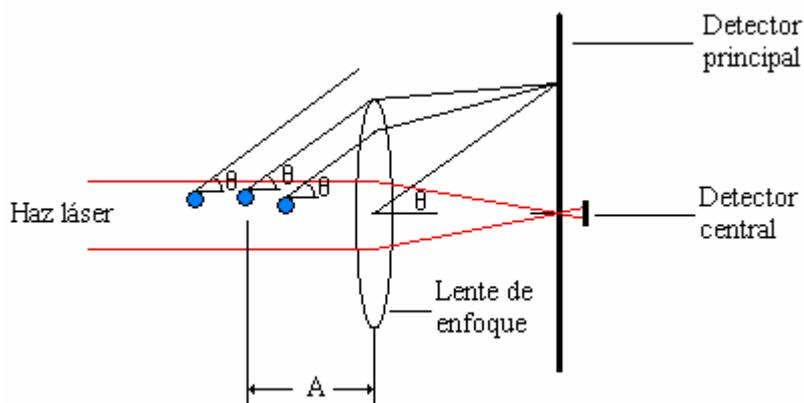
de tamaños a partir de la luz difundida por una nube de partículas. Para ello se acepta la hipótesis de que la luz difractada por cada gota llega directamente al detector y no sufre nuevas dispersiones al chocar con otras partículas. En caso contrario, tiene lugar el fenómeno denominado “difracción múltiple”, y el algoritmo utilizado deja de ser válido.

La distancia máxima de enfoque es diferente para cada lente, y es cada vez más pequeña para partículas de tamaño pequeño mientras éstas dispersan la luz a ángulos cada vez mayores. Generalmente, el problema de vignetting ocurre únicamente en las medidas de aerosoles ya que para las medidas de polvos secos por ejemplo, se emplean celdas aerodinámicas para orientar las partículas a la zona de enfoque.

Obviamente, este fenómeno está siempre presente cuando el haz láser atraviesa una nube de gotas. Sin embargo, sus efectos no son apreciables mientras la concentración de las gotas no sobrepasa un cierto límite. Se considera que el error empieza a ser importante cuando la obscuración sobrepasa el valor de 0,5; es decir, cuando más de 50 % de la luz difractada no llega al detector central. En nuestros experimentos, la obscuración registrada es muy baja, por lo que no hay preocupación de que ocurra la difracción múltiple. Se puede ver como ejemplo en la Tabla 5.3, el valor de la obscuración (5.4%) registrada en un experimento de medición de tamaño de gotas con el difractómetro Mastersizer S.

Por otra parte, se sabe que cada lente de rango tiene una apertura limitada y un máximo ángulo de dispersión capaz de recoger la luz difractada para ejecutar la medición del tamaño de las partículas. Evidentemente, si el volumen de medida está muy alejado de la lente de rango, es posible que este ángulo máximo de difracción no cubra todas las partículas.

El llamado error de vignetting (viñeteado) ocurre cuando en la trayectoria del haz láser, existen partículas incluidas en el volumen de medida pero que están demasiado alejadas de la lente. Una parte de la luz difractada por estas partículas sale fuera de la lente, produciendo un error en la distribución de tamaños. El fenómeno de vignetting se ilustra gráficamente en la Figura 5.2.



**Figura 5.2:** Fenómeno de vignetting y distancia de enfoque ( $A$ ).

Al igual que la difracción múltiple, el fenómeno de vignetting es considerable cuando el valor de obscuración sobrepasa 50 %. Las sospechas sobre el fenómeno de vignetting se verifican moviendo la posición del volumen de medida sobre la bancada del difractómetro, mientras se vigilan las características de la difracción en la pantalla del ordenador. Si la lente sufre realmente el error de vignetting, las características de la difracción empeoran a medida que el volumen de medida se aleja de la región idónea de enfoque, y mejoran en el sentido contrario. El error de vignetting se elimina moviendo el volumen de medida hacia la lente hasta que el efecto desaparezca. La luz difractada a un ángulo  $\theta$  por partículas que se encuentran más allá de la distancia  $A$  de la lente, no alcanza el detector (Figura 5.2).

#### 5.4 - Experimentos de difractometría.

El Mastersizer S contiene un sistema óptico de medida de una gran precisión y por lo tanto requiere de cierta consideración para su ubicación en el laboratorio. Para realizar una medida correcta, la mesa sobre la cual esta montada la unidad óptica debe ser estable y estar libre de vibración; y todos los apoyos del Mastersizer deben estar en contacto con la mesa de manera igual.

Como norma general, se debe de eliminar también cualquier fuente de luz externa al láser para poder mantener la radiación de fondo en el mínimo valor posible. La radiación de fondo debe de medirse antes del inicio de cualquier proceso de medición. Todo esto ayuda a no alterar el valor de la radiación de fondo, y por consiguiente, a realizar una medición precisa y fiable de los tamaños de partículas.

La medida de tamaños de gotas en aerosoles con el Malvern Mastersizer presenta el peligro de deposición de gotas sobre las lentes frontales del detector. Esto causa errores importantes en la medida, al provocar difracciones indeseables, además del posible deterioro de la lente. Por lo tanto, en caso de ensuciamiento de la lente debe procederse a la limpieza de la unidad óptica,.

#### **5.4.1 - Descripción de los experimentos.**

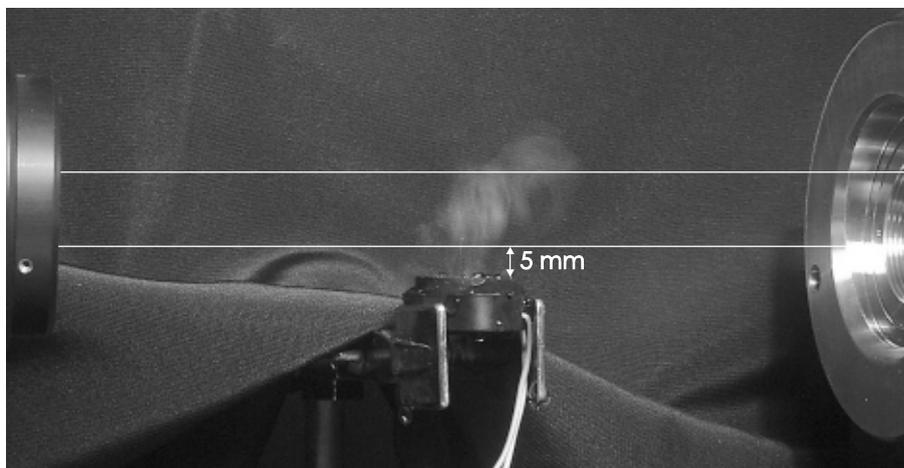
En esta Tesis, se ha empleado la configuración óptica directa de Fourier del difractómetro Mastersizer S. El montaje del transductor ultrasónico y su posición en la bancada del Mastersizer S puede verse en la foto de la Figura 5.3. El haz luminoso de 18 mm de diámetro cruza la nube de gotas a 5 mm de distancia encima de la superficie de la membrana vibrante del disco transductor.

Se han realizado medidas en dos tipos de condiciones de atomización: manteniendo un volumen de líquido constante sobre el transductor, y atomizando completamente un volumen fijo de líquido. Este segundo caso, sirve para estudiar la evolución temporal de la distribución de tamaño de gotas. En el primer caso, para mantener el nivel fijo, el agua atomizada se suministra con la ayuda de un dosificador farmacéutico de sueros.

Para el estudio temporal de la distribución de tamaño de gotas, se necesita realizar una serie de mediciones en condiciones iguales. Teóricamente, este estudio requiere realizar tandas de experimentos de forma separada, durante un mismo intervalo de tiempo y promediando la misma cantidad de curvas de distribución de tamaño de gotas por cada tanda de experimentos, lo cual resulta bastante engorroso e impreciso.

Afortunadamente, el difractómetro “Malvern Mastersizer S” permite realizar consecutivamente sobre una misma muestra, “n” cantidad de tandas de experimentos de medición, cada una de una misma duración de tiempo “T” y con un promedio de una misma cantidad “N” de curvas de distribución. Además el difractómetro “Malvern Mastersizer S” ofrece también la posibilidad de analizar los datos y almacenar los resultados de cada tanda de experimentos de forma separada, facilitando el estudio posterior del comportamiento temporal de las distribuciones de tamaño de partículas.

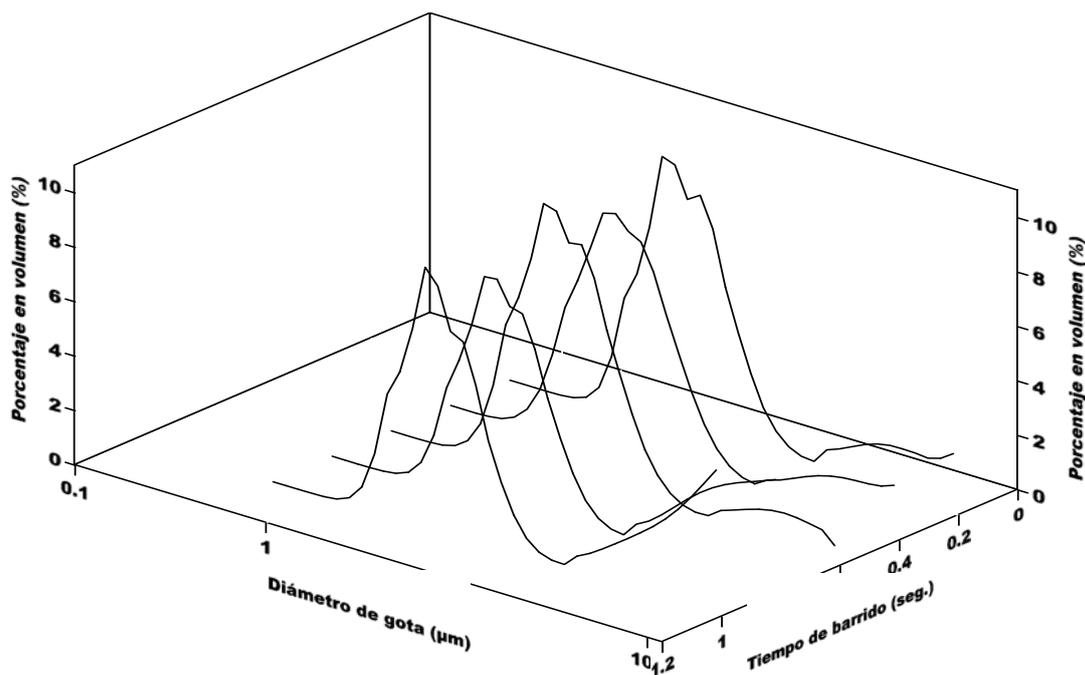
En este caso, sobre un mismo volumen de medida, se han realizado 10 tandas consecutivas de experimentos, cada una con una duración de 0,2 s, promediando 100 curvas de distribución de tamaño de gotas.



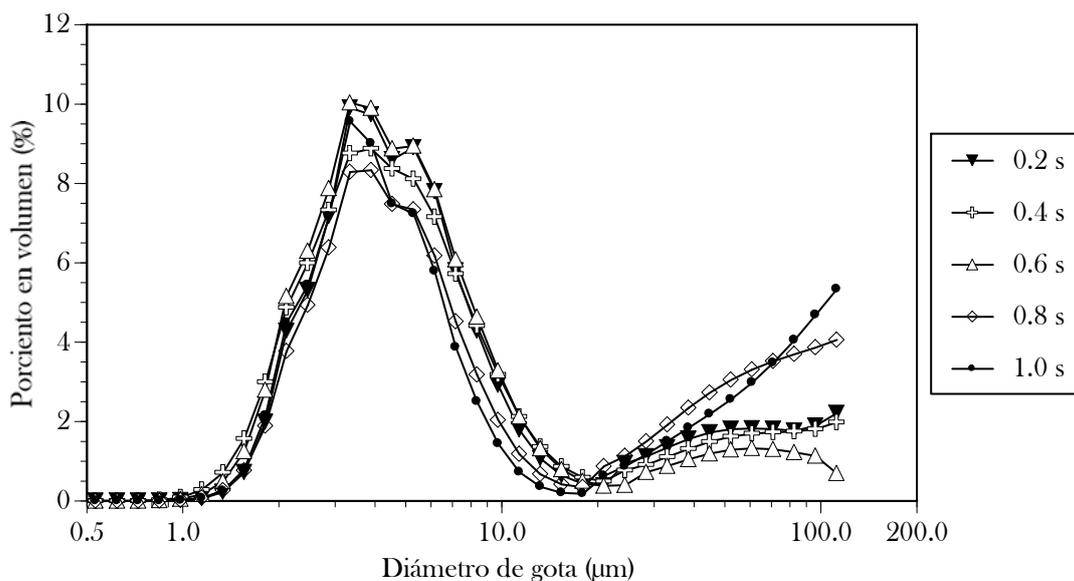
**Figura 5.3:** Fotografía de la región de medida en el montaje experimental.

#### **5.4.2 - Resultados experimentales de medida de tamaño de gotas.**

En buena concordancia con los estudios previos, las medidas de la distribución de tamaño de gotas realizadas en los presentes experimentos confirman una serie de afirmaciones generalmente aceptadas. Como se ha señalado en el Capítulo anterior, el rango de variación de los diámetros de las gotas es bastante reducido, de acuerdo con la hipótesis de Lang (1962) que relaciona los tamaños de gotas con la frecuencia ultrasónica. No obstante, las medidas temporales realizadas en este estudio revelan que el cambio en las características descritas en las Figuras 4.16 a) y b) relacionadas con el nivel del agua sobre el transductor, está acompañado por la aparición de un segundo pico de gotas grandes en la función de distribución de tamaños.



a )



b )

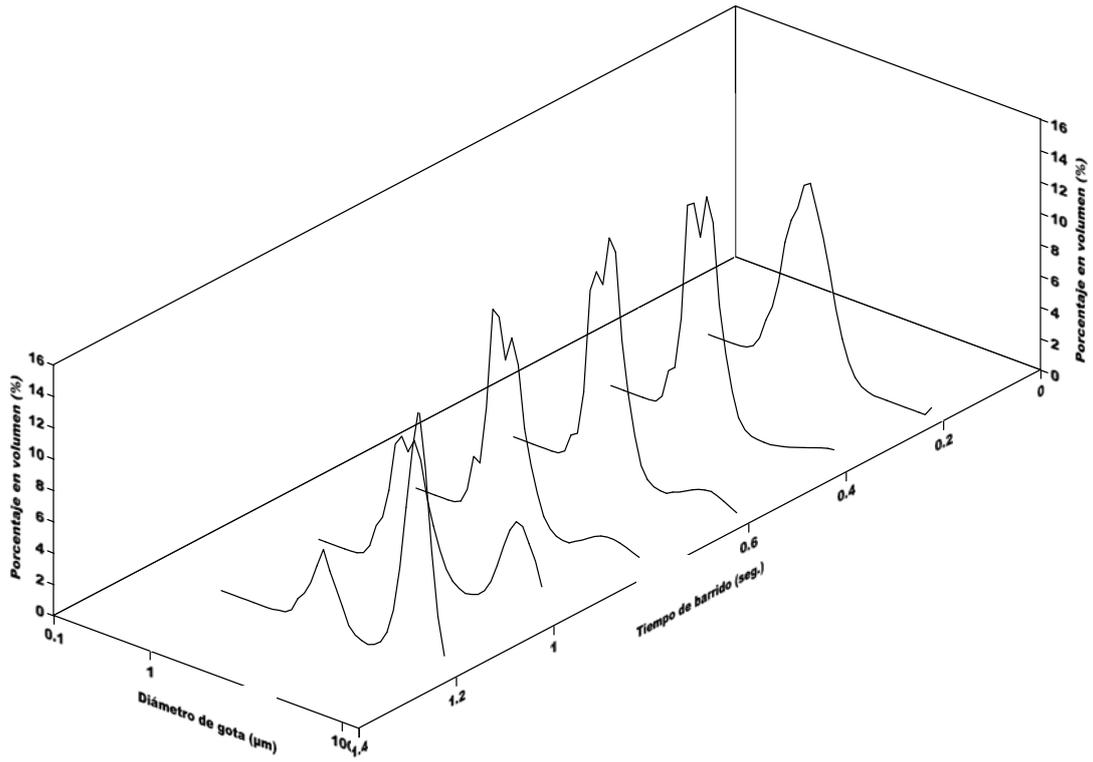
**Figura 5.4:** Variación temporal de la distribución de tamaño de gotas, manteniendo un volumen fijo de agua. El voltaje de excitación del transductor es 32,5 V. El eje de las abscisas está expresada en escala logarítmica.

Si se mantiene un nivel constante de agua sobre el disco piezoeléctrico, la distribución no cambia con el tiempo. Esta situación se muestra en las Figuras 5.4 a) y b), correspondientes a un voltaje de excitación de 32,5 V. Para mayor claridad, se han

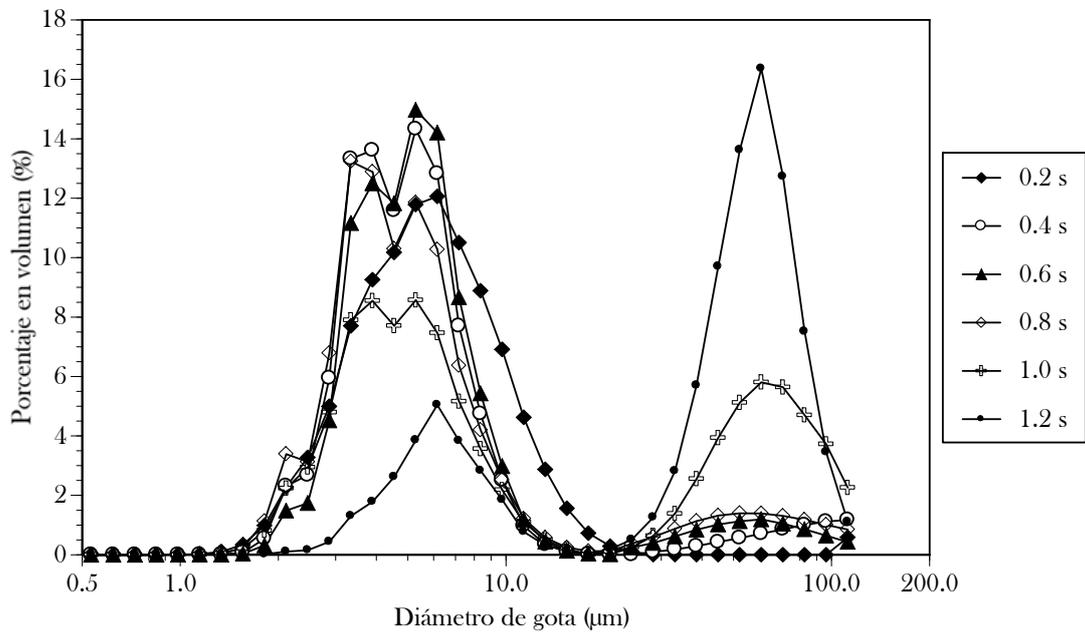
representado las curvas de distribución en 3 y 2 dimensiones respectivamente. Los ejes de coordenadas en las gráficas tri-dimensionales representan el tiempo en escala lineal, el diámetro de gotas en escala logarítmica y el porcentaje en volumen del líquido atomizado correspondiente a cada clase de tamaño. En las figuras bi-dimensionales por el contrario, el eje temporal se muestra en la leyenda.

En la Figura 5.4 b) se localiza claramente un pico principal alrededor de 3,5  $\mu\text{m}$ . En algunas medidas, se observa un pico secundario cerca de 5,2  $\mu\text{m}$ . Se observa también un pico final en la región de 60-70  $\mu\text{m}$ , lo que puede relacionarse sobre todo con la desintegración provocada por el desplazamiento de todo el volumen líquido, y no relacionado directamente con la frecuencia ultrasónica.

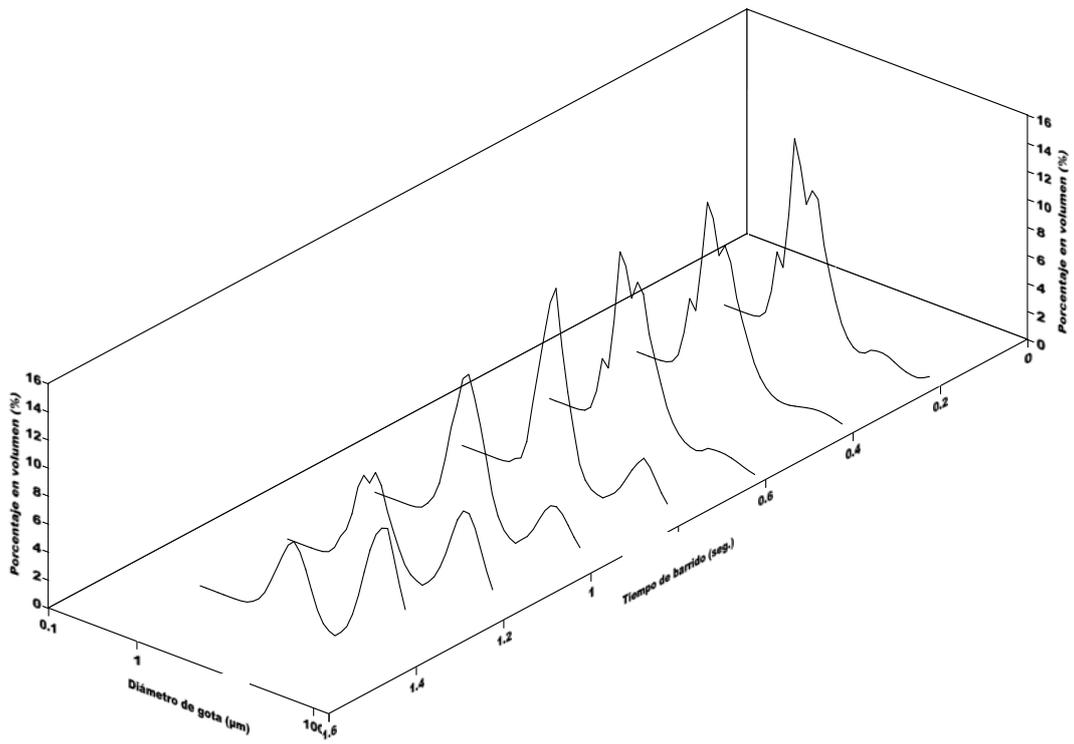
Cuando se empieza a atomizar toda la masa del agua depositada inicialmente sobre el transductor, la evolución temporal revela un cambio en las condiciones de nebulización. Las Figuras 5.5 (a, b, c, d, e, f, g, h) muestran la evolución temporal para diferentes voltajes de excitación: 35; 40; 42,5 y 45 V, cuando un volumen inicial de agua (0,2 ml) se atomiza completamente. Inicialmente, se observa una distribución similar a la descrita en las Figuras 4.16 a) y b) (ver Capítulo 4). Sin embargo, a medida que transcurre el tiempo, se nota un desarrollo de la distribución. El doble pico inicial con el máximo principal en 3,5  $\mu\text{m}$  y el secundario en 5,2  $\mu\text{m}$ , tiende a ir convirtiéndose en un pico único localizado en torno de 5,2  $\mu\text{m}$ . A su vez, este pico se desplaza hacia diámetros más grandes, alcanzando valores tan altos como 9  $\mu\text{m}$  en la Figura 5.5 h). Al mismo tiempo, el tercer pico localizado en el rango de 60-70  $\mu\text{m}$  se incrementa a expensas del doble pico anterior correspondiente al intervalo de 3-5  $\mu\text{m}$ . Las gotas contenidas en este rango de tamaños no se forman por efecto de la onda ultrasónica sino por el movimiento de la masa líquida inercialmente. Este efecto es particularmente evidente en las Figuras 5.5 b) y d) que corresponden a procesos de atomización realizados con voltaje relativamente altos de excitación de 35 y 40 V respectivamente. Se percibe también en las etapas iniciales de atomización, un pequeño pico localizado en torno de 2  $\mu\text{m}$ . En la mayoría de las medidas, este pico desaparece después de 0,6 s. De todas formas, la dependencia entre el tamaño y el voltaje es relativamente débil.



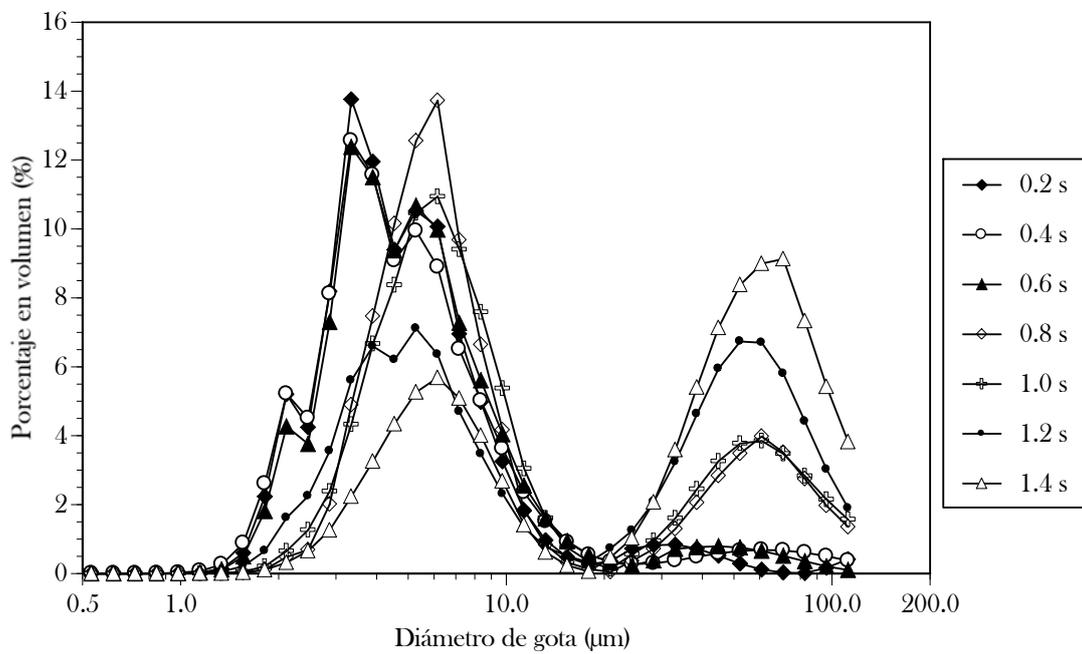
a)



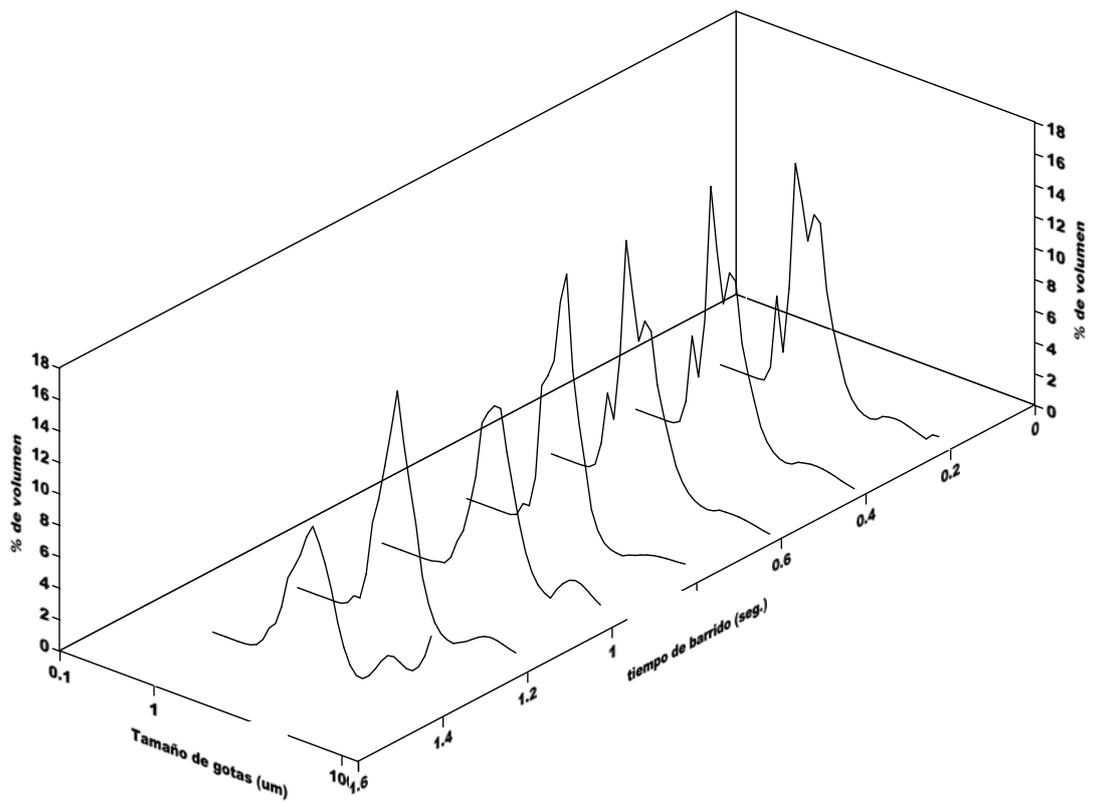
b)



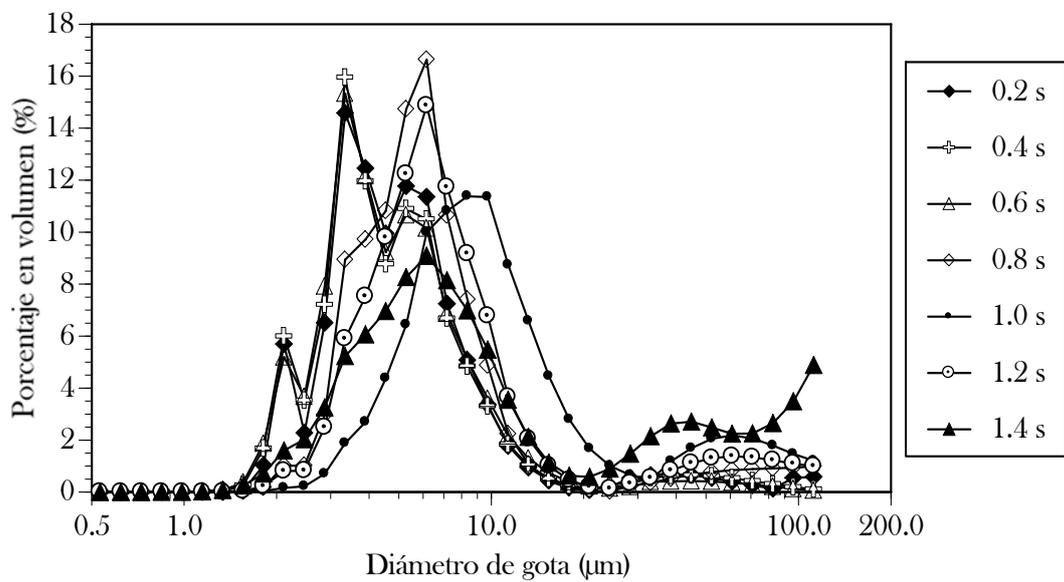
c)



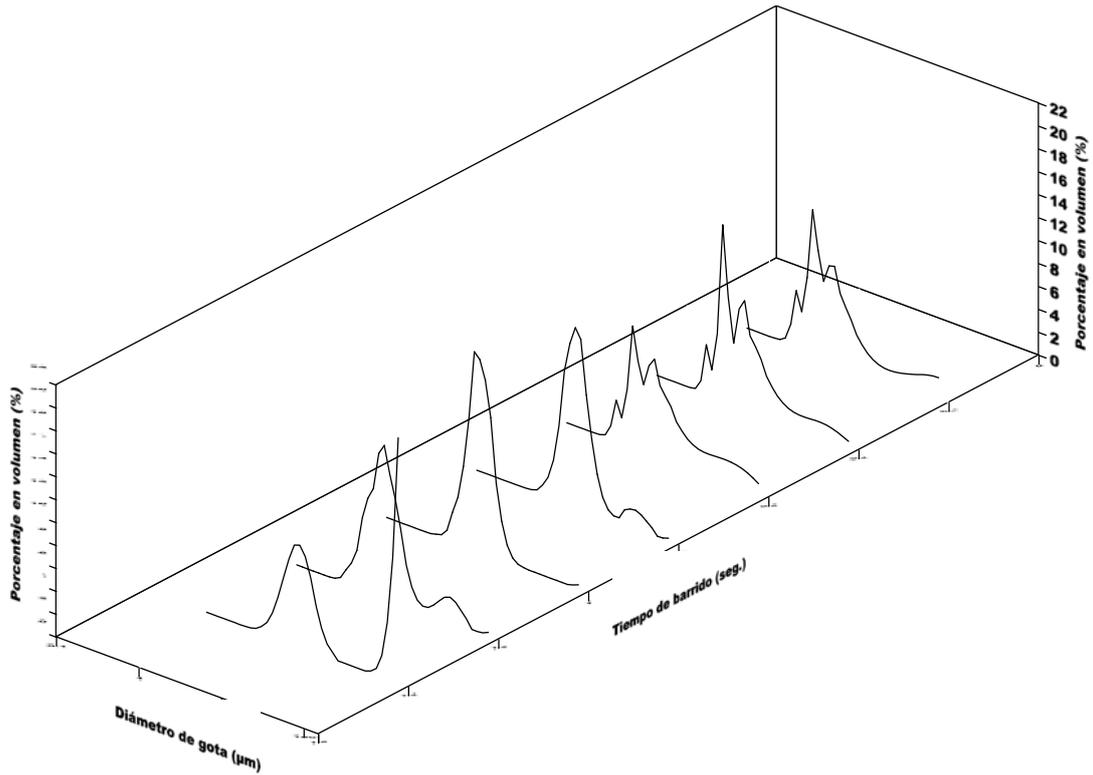
d)



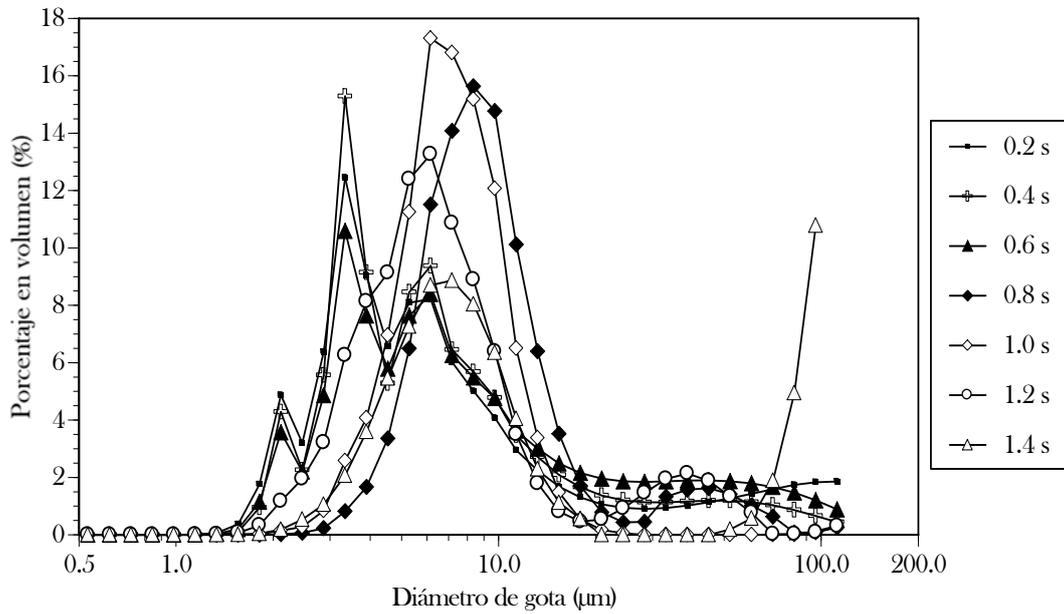
e)



f)



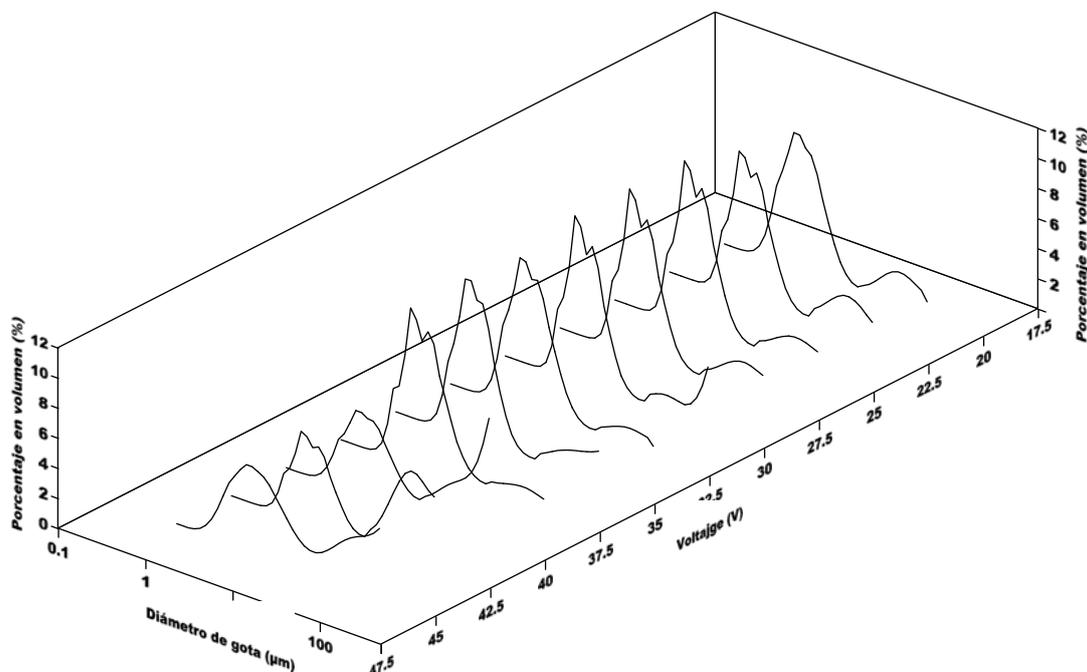
g )



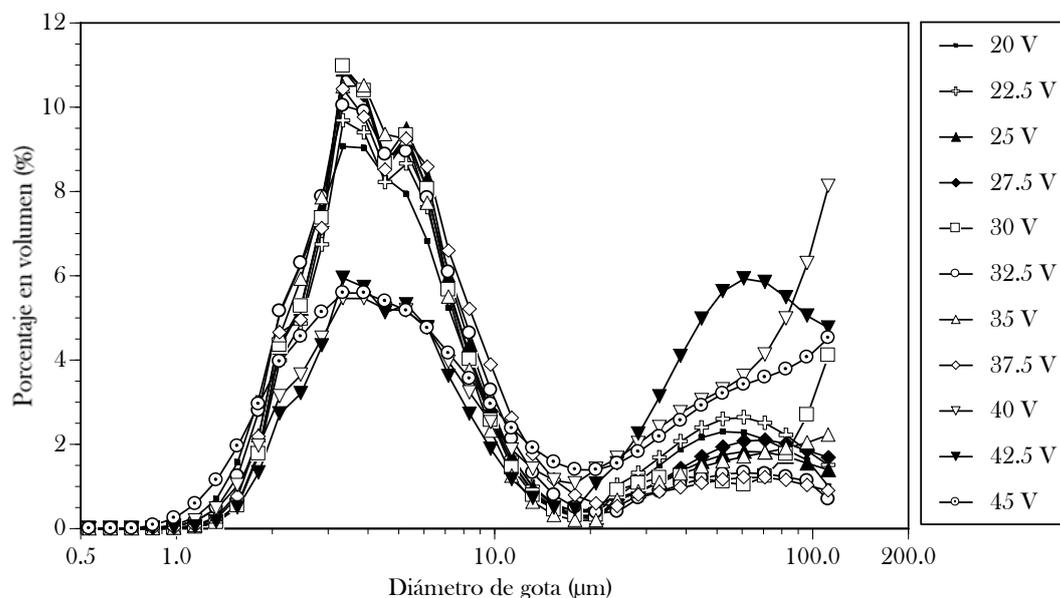
h )

**Figura 5.5:** Evolución temporal de la distribución de tamaño de gota para la atomización de una pequeña cantidad fija de agua depositada inicialmente sobre el transductor. Los voltajes de excitación del transductor son: a y b: 35 V; c y d: 40 V; e y f: 42,5 V; g y h: 45 V.

Para analizar la variación de la distribución de los tamaños de gotas en función del voltaje, se han realizado medidas manteniendo un volumen constante de agua sobre el transductor, eliminando la dependencia temporal. Los resultados se presentan en las Figuras 5.6 a) y b). La distribución es parecida al comportamiento discutido previamente en las Figuras 5.5 a) y b).



a)



b)

**Figura 5.6:** Variación de la distribución de tamaño de gota en función del voltaje de excitación.

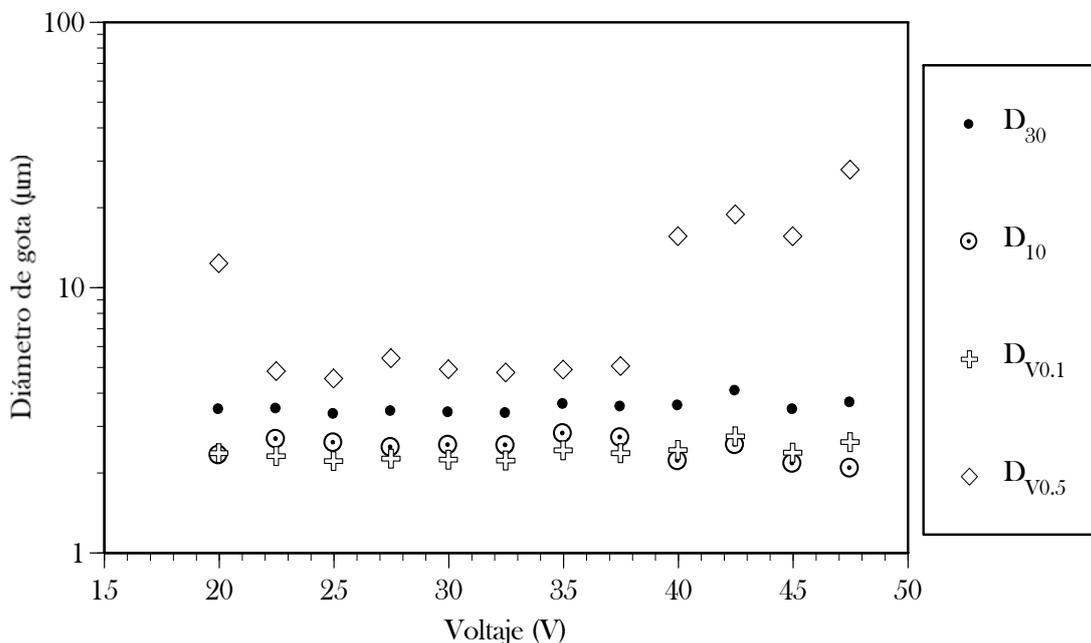
Es interesante observar que para voltajes inferiores a 40 V, todas las distribuciones son muy similares, corroborando de nuevo la independencia relativa entre el tamaño de gotas y la amplitud del voltaje de excitación. Para los voltajes altos (superiores a 40 V), el pico secundario se incrementa de manera relativamente importante. La formación de estas gotas grandes puede deberse a la vibración muy violenta del transductor, probablemente independiente de la frecuencia ultrasónica específica. Para corroborar esta hipótesis, sería necesario realizar pruebas con otros transductores de diferentes frecuencias de resonancia.

Se ha observado que, aunque el tamaño de gota es principalmente dependiente de la frecuencia, el flujo de líquido atomizado es controlado generalmente por el voltaje de excitación. Esto se confirma por el resultado de las medidas de caudal, mostrado en la Figura 4.17 donde el flujo de líquido atomizado aumenta claramente con el voltaje.

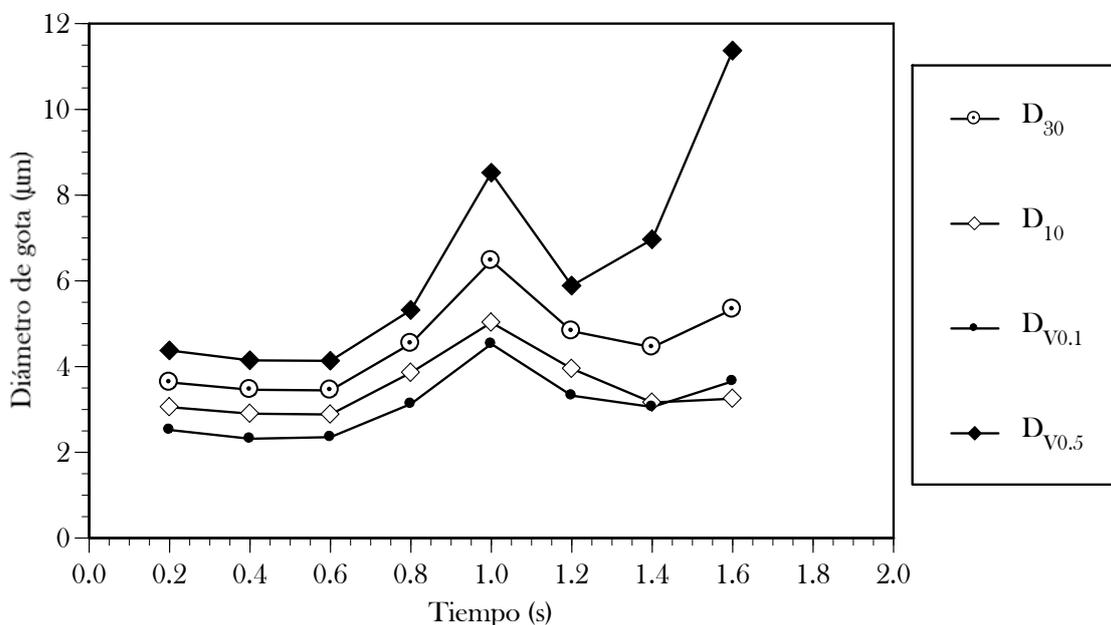
Se debe hacer notar que si la generación de gotas se atribuye a la separación de éstas de las crestas de las ondas superficiales, una vez la amplitud es suficientemente alta para que las gotas se separen de cada cresta, el caudal de agua en el momento de formación de las gotas, al igual que su tamaño, podría alcanzar un valor constante determinado únicamente por la frecuencia de oscilación. Un incremento adicional del caudal de nebulización puede explicarse solamente por un incremento del área de la superficie del líquido de donde surgen las gotas. Si los mecanismos de cavitación son empleados para justificar esta dependencia, la explicación es más fácil, porque las grandes amplitudes de oscilación provocarán grandes variaciones de presión favoreciendo la formación de burbujas de cavitación (Söllner, 1936).

De las distribuciones de tamaños de gotas, se han calculado algunos parámetros estadísticos. El diámetro medio aritmético,  $D_{10}$ , y el diámetro medio volumétrico,  $D_{30}$ , ambos basados en número de gotas, como una función del voltaje de excitación; se muestran en la Figura 5.7. La misma gráfica incluye también los percentiles volumétricos de 10% y 50% ( $D_{v0,1}$  y  $D_{v0,5}$ ). La variación de estos parámetros estadísticos con respecto al voltaje de excitación, es constante. Sólo el percentil  $D_{v0,5}$  muestra un brusco aumento para voltajes superiores a 37,5 V debido al peso relativamente alto de las gotas grandes. El incremento está correlacionado al cambio

observado en las curvas de distribución mostradas en la Figura 5.6 discutida anteriormente.

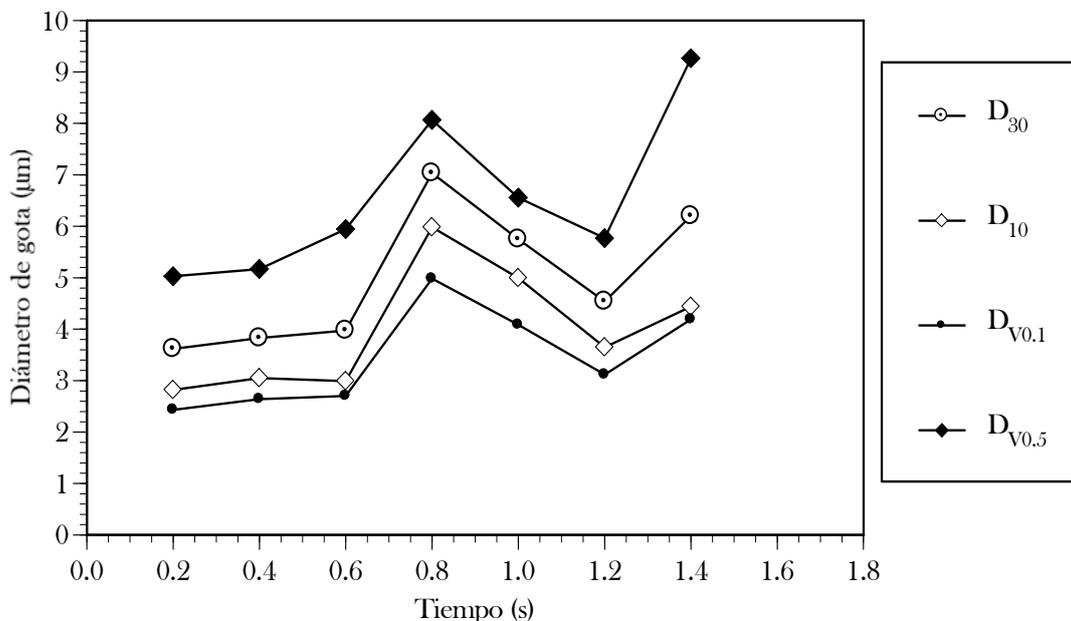


**Figura 5.7:** Variación de los diámetros  $D_{30}$  y  $D_{10}$  y de los percentiles  $D_{V0.1}$  y  $D_{V0.5}$  en función del voltaje de excitación.



**Figura 5.8:** Evolución temporal de los parámetros estadísticos de la Figura 5.7 en la atomización de una cantidad fija de agua inicialmente colocada sobre el transductor, para un voltaje de excitación de 42,5 V.

A pesar de eso, es notable que para los voltajes comprendidos entre 22,5 y 37,5 V, incluso el percentil de 50% está localizado por debajo de 6  $\mu\text{m}$ . El hecho de que el diámetro medio volumétrico,  $D_{30}$ , permanezca constante cuando varía el voltaje de excitación (Figura 5.7) significa que el tamaño de las gotas generadas no depende de la magnitud de la fuerza de excitación.

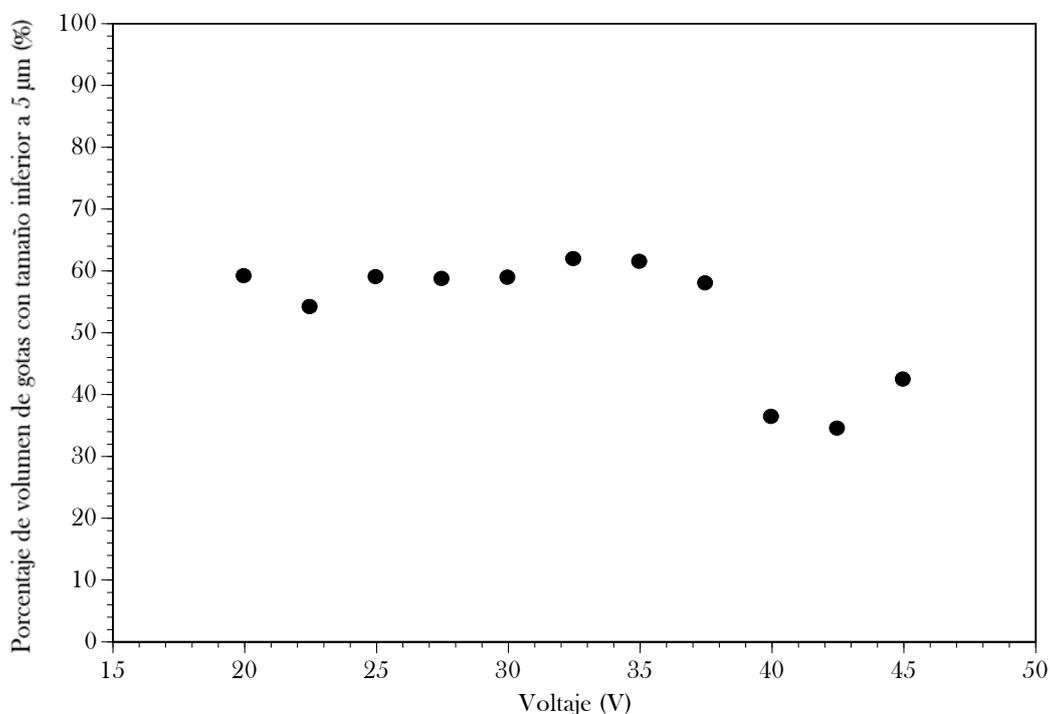


**Figura 5.9:** Evolución temporal de los parámetros estadísticos de la Figura 5.7 en la atomización de una cantidad fija de agua inicialmente colocada sobre el transductor, para un voltaje de excitación de 45 V.

Para la evolución temporal de la atomización, se observa un incremento del diámetro en las etapas finales cuando casi toda el agua ha sido nebulizada. Un ejemplo de esta situación se muestra en la Figura 5.8, correspondiente a un voltaje de excitación de 42,5 V. El incremento del diámetro, transcurrido 1 segundo de atomización, puede ser por alguna salpicadura esporádica de líquido. Otro ejemplo similar de la evolución temporal de la atomización ultrasónica, es lo ilustrado en la Figura 5.9 y corresponde a un voltaje de excitación de 45 V.

Otro parámetro importante para esta aplicación específica que también ha sido analizado es “la fracción de volumen de gotas con diámetros inferiores a 5  $\mu\text{m}$ ”. Este estadígrafo podría determinar por ejemplo, si un dispositivo nebulizador es admisible

para la terapia de inhalación contra el asma (para esta aplicación se requiere habitualmente que más del 30% del volumen inicial del producto esté contenido en gotas menores de 5  $\mu\text{m}$ ). Estudios médicos han revelado que el tamaño de las partículas que alcanzan las vías respiratorias, desde el faringe hasta los alvéolos, oscila entre 5,8 y 0,43  $\mu\text{m}$ . La Figura 5.10 muestra los resultados obtenidos en una atomización estacionaria (refiriéndose a que se ha mantenido constante el nivel del agua atomizado). Conforme con los resultados de la Figura 5.7, la fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a 5  $\mu\text{m}$  permanece casi constante para voltajes inferiores a 37,5 V, con un valor en torno de 60% aproximadamente. Para voltajes superiores, la fracción de gotas grandes aumenta, como se ha mostrado en la Figura

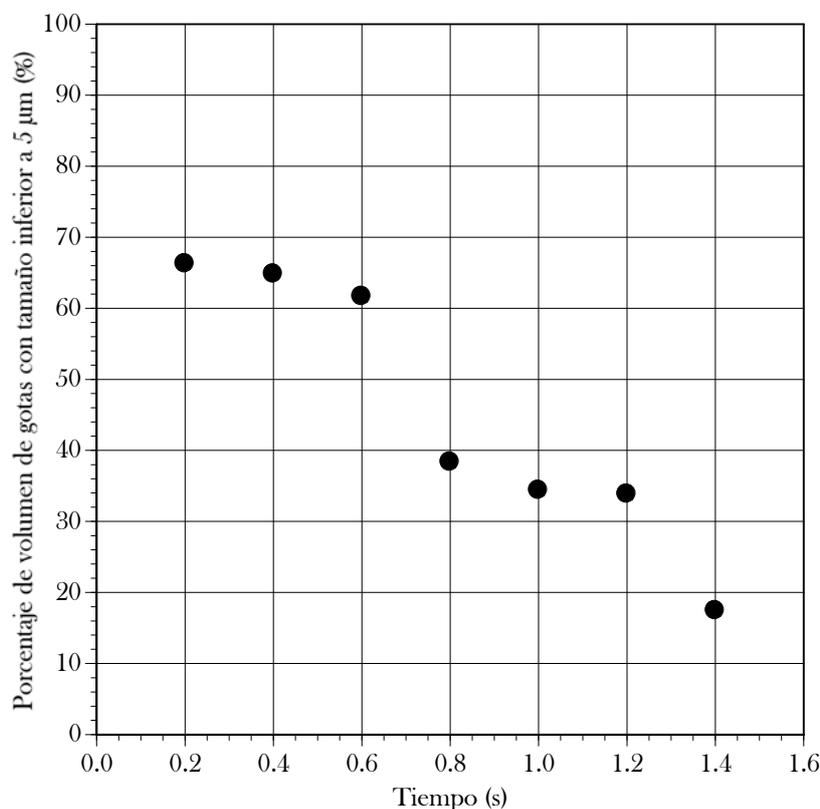


5.6; pero aún así, el porcentaje de gotas con tamaños inferiores a 5  $\mu\text{m}$  es superior al 30%.

**Figura 5.10:** Fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a 5  $\mu\text{m}$  en función del voltaje de excitación para una atomización estacionaria.

Por otra parte, se ha analizado también la evolución temporal de la fracción volumétrica de las gotas generadas con tamaño inferior a 5  $\mu\text{m}$ , manteniendo constante el voltaje. El resultado obtenido con un voltaje de excitación de 40 V, se muestra en la

Figura 5.11. Curiosamente, se observa una brusca caída de la fracción volumétrica en el intervalo de 0,6-1 s, justo el mismo momento en el que se había observado un aumento del tamaño de las gotas, en las gráficas de las Figuras 5.8 y 5.9 correspondientes a la variación temporal de los parámetros estadísticos a voltaje constante. Evidentemente esta disminución de la fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a  $5\ \mu\text{m}$ , está relacionada, por una parte, con las salpicaduras de líquido que, como ya se sabe, están acompañadas de expulsión de gotas gordas de la superficie del líquido; y por otra parte, con la aparición de trenes de gotas con tamaños mayores ( $60\text{-}70\ \mu\text{m}$ ). Estos fenómenos están relacionados con la cavitación ultrasónica [Söllner (1936), Crawford (1955), Boguslasvkii y Eknadiosyants (1969), Topp y Eisenklam (1972), Bassett y Bright (1976)].



**Figura 5.11:** Evolución temporal de la fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a  $5\ \mu\text{m}$  manteniendo un voltaje de excitación constante de 40 V.

### 5.5 - Conclusiones parciales.

Los experimentos de medición de tamaño de gotas generadas por atomización ultrasónica, realizados mediante difracción de un haz láser utilizando el equipo comercial Malvern Mastersizer S incluyeron el estudio de la variación temporal del aerosol generado para diferentes valores de voltajes de excitación. Se han realizado dos tipos de experimentos: manteniendo un volumen de líquido constante sobre el disco piezocerámico y atomizando completamente un volumen fijo de líquido. Según la bibliografía consultada, esta es la primera vez que tal análisis se realiza.

De forma general, se ha podido confirmar que la distribución de tamaños de gota es independiente del voltaje de excitación. Para la frecuencia de oscilación en los experimentos realizados, 1,668 MHz, la función de distribución presenta un pico principal entre 3 y 5  $\mu\text{m}$ . No obstante, a voltajes grandes, el violento movimiento del volumen líquido, debido a las altas fuerzas de excitación, desplaza la distribución de tamaños hacia un pico máximo secundario, correspondiente a diámetros grandes localizados alrededor de 60  $\mu\text{m}$ .

Como ya se había concluido de los resultados obtenidos en los experimentos de visualización (Capítulo 4), en las etapas finales de atomización, cuando el agua sobre el transductor está reducida, la distribución espacial de la nube de gotas cambia. En lugar de formar una niebla homogénea, se forman trenes de gotas. Esta situación se observó también en las distribuciones de tamaño de gotas, reflejada por un incremento del diámetro de las gotas, lo que provoca el desplazamiento del diámetro pico principal hacia valores grandes (de 3  $\mu\text{m}$  a casi 9  $\mu\text{m}$ ). Este efecto está asociado a la disminución de la curvatura de la superficie libre del líquido atomizado.

De igual forma, se puede concluir que manteniendo constante el volumen de agua sobre el transductor, el tamaño de gotas no varía con el tiempo. Además, un aumento del voltaje de excitación no provoca variaciones del tamaño de gotas, pero sí aumenta el caudal de líquido atomizado. Otro aspecto importante a resaltar del estudio realizado es que el porcentaje de gotas generadas con tamaños inferiores a 5  $\mu\text{m}$  supera 30% para cualquier voltaje empleado, por lo que sería aceptable el uso del método de atomización ultrasónica en los sistemas médicos de inhalación de fármacos.

## CAPÍTULO 6

# EXPERIMENTOS DE VELOCIMETRÍA.

### 6.1 - Introducción.

La medida de la velocidad de un fluido y otras propiedades asociadas tales como la fluctuación turbulenta, la temperatura, el tamaño de partículas, etc. han sido siempre un factor fundamental en todas aquellas investigaciones relacionadas con la Mecánica de Fluidos. Las técnicas de medida no intrusivas por láser o por procesado de imagen son actualmente el medio más eficaz para caracterizar el campo de velocidades de un fluido ya sea de un modo local (LDV/PDPA) o global (PIV).

En el presente Capítulo, el objetivo principal es la determinación de la velocidad de las gotas generadas por atomización ultrasónica, permitiendo la valoración de la eficacia de la atomización ultrasónica en el tratamiento de enfermedades respiratorias. Para ello, se empleará como técnica de medida, la *Velocimetría por Imagen de Partículas*, conocida por las siglas PIV provenientes del nombre en inglés “*Particle Image Velocimetry*”.

La *Velocimetría por Imagen de Partículas* es una técnica óptica de diagnóstico ampliamente utilizada, y bien asentada que permite la medida de todo el campo de velocidades en un plano completo de un flujo en un instante determinado. Para ello es necesario iluminar (generalmente con un plano láser) el flujo previamente sembrado con partículas en suspensión o siguiendo las trazas de luz dispersada por las propias partículas que forman parte del flujo. En su implementación se emplean cámaras CCD de alta tecnología para obtener imágenes estroboscópicas de la zona iluminada, lo que permite proporcionar el resultado de la medida rápidamente usando técnicas estadísticas de correlación. El rango de medición va desde cero hasta velocidades supersónicas y en la actualidad se aplica a toda clase de flujos de interés industrial y para investigación.

Resultaría demasiado extenso realizar un estudio detallado de la técnica de PIV, no obstante, se hará un breve repaso de los antecedentes históricos y de los aspectos de aplicación más relacionados con el problema concreto de estudio. Luego se detallarán los principios básicos de medida de esta técnica, se describirán los experimentos realizados sobre la atomización ultrasónica, y finalmente se hará un análisis de los resultados obtenidos.

## **6.2 - Antecedentes históricos.**

La técnica de *velocimetría por imágenes de partículas*, ha constituido una valiosa aportación al estudio de la Mecánica de Fluidos, permitiendo la medición en campo extenso instantáneo de importantes magnitudes vectoriales.

Aunque parezca intuitiva la idea de medir velocidades en un fluido estudiando el desplazamiento de partículas trazadoras, el desarrollo de la *velocimetría por imágenes de partículas* proviene de la aplicación a la Mecánica de Fluidos de técnicas de moteado inicialmente implementadas para estudiar el desplazamiento de superficies sólidas. Este principio, desarrollado a principios de los años 70, se trasladó a la Mecánica de Fluidos simulando en el fluido una superficie sólida, es decir, sembrando el fluido con multitud de partículas trazadoras. Los primeros trabajos de referencia, que han extendido los estudios realizados en sólidos a la Mecánica de Fluidos, fueron los de Dudderar y Simpkins (1977), Grousson y Mallick (1977) y Meynard (1977). Sin embargo, la producción de moteado exigía una alta densidad de sembrado de

partículas, y pronto se observó que podían obtenerse resultados similares sin necesidad de generar un moteado auténtico, sino registrando simplemente las imágenes aisladas de cada partícula. La conveniencia de trabajar con un sembrado menos denso llevó a un rápido desarrollo de ese segundo modo de operación, que pasó a denominarse *Velocimetría por Imagen de Partículas*. Se heredaron, no obstante, de los trabajos en sólidos, los métodos estadísticos de análisis de las imágenes, sin necesidad de analizar el desplazamiento de partículas individuales. El advenimiento de ordenadores más rápidos y potentes ha modificado el sistema de análisis. Por otro lado, el desarrollo de las cámaras digitales que permiten un análisis casi en tiempo real, ha sido definitivo en extender el uso de esta técnica.

Existen varias técnicas que se han empleado para la determinación de velocidades desde el punto de vista puntual como la anemometría de hilo caliente o las diferentes técnicas de velocimetría por efecto Doppler. De un modo similar al ocurrido con las técnicas de análisis planar de magnitudes escalares como la Fluorescencia Planar Inducida por Láser u otras técnicas de visualización, se comenzaron a desarrollar algunas formas de medidas de magnitudes vectoriales, pero de análisis multi-punto, como son:

- la creación de matrices de anemómetros de hilo caliente para analizar entre 5 y 10 puntos de medida,
- los sistemas de barrido de Velocimetría Láser Doppler – LDV (Laser Doppler Velocimetry) - con hasta seis volúmenes de medida como el desarrollado por Nakatami *et al.* (1985),
- los métodos ultrasónicos (Takeda, 1985),
- o la resonancia magnética nuclear estudiada por Cho *et al.* (1982), entre otros.

Cada una de las técnicas mencionadas anteriormente presenta diferentes inconvenientes, ya sea porque es una técnica intrusiva o porque su aplicación conlleva un coste demasiado elevado. Otras limitaciones están relacionadas con el reducido rango de velocidades a medir, el pequeño campo de flujo a analizar o la gran duración de la medición. Por esta razón, se han ido realizando más esfuerzos en combinar la precisión de las técnicas puntuales de medidas con la naturaleza multi-puntual de análisis de los métodos de visualización. Con el desarrollo del procesamiento digital de

imágenes, estos esfuerzos se orientaron hacia el desarrollo del PIV, que permite analizar cientos de puntos de medida en planos bi-dimensionales en principio, aunque pueden extenderse a estudios tri-dimensionales.

El uso de la *Velocimetría por Imagen de Partículas* (PIV) es especialmente apropiado en el estudio de flujos bi- y multi-fásicos, donde el sembrado es prácticamente natural, debido a la presencia de pequeñas gotas o partículas suspendidas en el flujo. Cuando el flujo es no estacionario, las técnicas de medidas planares son capaces de proporcionar fotografías instantáneas del campo de flujo que son prácticamente imposibles de estudiar con métodos de medidas puntuales. Además, la necesidad de estudiar las estructuras coherentes instantáneas, sin promedios temporales, ha hecho de esta técnica de medida un instrumento muy valioso para los investigadores en esta materia.

Fue por ello que las técnicas de medidas multi-puntuales sufrieron una rápida evolución. A partir de la década de los 80, estas técnicas tuvieron un desarrollo constante que se constata por la gran cantidad de artículos publicados continuamente sobre este tema, de los cuales los más destacados son los de Adrian (1986, 1988 y 1991), Short y Whiffen (1986) y Lourenco y Krothapalli (1988).

### 6.3 - Principios básicos de la técnica de medida.

La *Velocimetría por Imágenes de Partículas* está incluida dentro de un grupo muy amplio de técnicas de medida de velocidades, que estiman el movimiento del fluido a partir de la evolución temporal de las partículas trazadoras presentes en el flujo. Se basa en la observación de las posiciones de los marcadores sobre una o varias imágenes separadas por un intervalo de tiempo  $\Delta t$ , calculando la velocidad local como:

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \frac{\Delta \vec{x}(\vec{x}, t)}{\Delta t}, \quad (6.1)$$

donde  $\Delta \vec{x} = \vec{x}_2 - \vec{x}_1$  es el desplazamiento del marcador, localizado en la posición  $\vec{x}$  en el tiempo  $t$ , sobre el corto intervalo de tiempo  $\Delta t = t_2 - t_1$  que separa las imágenes del marcador. Se asume que las partículas siguen fielmente el movimiento del fluido, de forma que las velocidades de ambos coinciden, y que el intervalo entre las exposiciones es suficientemente pequeño para que los posibles efectos de aceleración en las partículas sean despreciables.

En otras técnicas de análisis óptico alternativas a ésta, el sistema de medida consiste en fijar el intervalo  $\Delta x$  y medir el tiempo  $\Delta t$  que tardan los marcadores en atravesarlo. Un ejemplo de esta forma de medir es la *Velocimetría Láser Doppler* (LDV), en el cual  $x_1$  y  $x_2$  son las distancias fijas entre las franjas de interferencia y  $t_1$  y  $t_2$  los tiempos tardados en cruzarlas. Contrariamente a la LDV, la técnica de PIV fija el intervalo de tiempo  $\Delta t$  entre las dos exposiciones y determina las distancias  $x_1$  y  $x_2$  del marcador. Por ejemplo, en un sistema de doble exposición, el flujo se ilumina por pulsos de luz separados en tiempos  $t_1$  y  $t_2$ , las imágenes se recogen ópticamente y la distancia recorrida por el marcador se mide directamente de la separación entre ellas.

### 6.3.1 - Modos de operación en dependencia de la concentración de partículas.

El sistema de *Velocimetría por Imagen de Partículas* (PIV) depende en gran medida de las diferentes técnicas de sembrado de partículas que se emplee. Dependiendo de la concentración media de partículas por unidad de volumen se definen tres modos diferentes:

#### 1 - Modo de Velocimetría Láser de Moteado (LSV):

En este modo, conocido en la literatura especializada como Laser Speckle Velocimetry (LSV), la concentración de partículas que dispersan la luz en el fluido es tan grande que las imágenes de las partículas se superponen en el plano de imagen. La diferencia de fases aleatorias entre las imágenes de partículas individuales aleatoriamente situadas, crean un patrón de interferencias también aleatorio, comúnmente conocido como *patrón de speckle*. Al realizar una doble exposición los patrones de speckle se superponen según la traslación de las partículas. Iluminando la imagen de speckle mediante un haz puntual de luz láser, se obtienen un sistema de franjas de Young en campo lejano cuya orientación se relaciona con la dirección del desplazamiento medio de las partículas en la región iluminada, y su espaciamiento es inversamente proporcional a la magnitud de dicho desplazamiento. El despegue de esta técnica se produjo cuando se desarrolló el análisis de los patrones a través del método de las franjas de Young.

En el modo de *imágenes de partículas*, la concentración de trazadores es suficientemente baja como para impedir la superposición de sus imágenes, dominando las imágenes individuales. Dentro de este régimen existen dos límites extremos, que a su vez producen los dos modos de operación siguientes:

## **2 - Modo de Seguimiento de Partículas:**

En el límite de una *baja concentración* de trazadores, la concentración resulta ser tan baja que las imágenes de las partículas están de manera muy dispersa en el plano de imagen. La exposición múltiple, o una exposición con tiempo largo, deja trazas pequeñas comparadas con el espaciamiento medio entre los trazadores, de forma que las imágenes individuales son fácilmente identificadas. Como el número de imágenes por unidad de área es pequeño, es posible medir los desplazamientos siguiendo cada una de forma individual. Por este motivo, el modo de trabajo con una densidad baja de partículas de PIV, frecuentemente se conoce como *Particle Tracking Velocimetry* (PTV) en la literatura anglosajona.

Este modo de trabajo tiene sus orígenes en las técnicas de visualización de flujos, como la fotografía estroboscópica, de la cual existen excelentes y bellos ejemplos en Van Dyke (1982). Los mayores esfuerzos con las técnicas actuales sobre PTV se realizan, para hacerla más cuantitativa y automatizar el análisis de las imágenes, que se realiza siguiendo partícula a partícula, o “trenes de partículas” a “trenes de partículas”.

## **3 - Modo de PIV con Alta Densidad de Imágenes:**

Este modo ocurre cuando la concentración de los trazadores cae justo entre los extremos de LSV y PTV. Esta concentración es suficientemente grande como para garantizar que cada región de interrogación en el campo de imagen contenga muchas partículas, pero sin llegar a superponerse y formar speckle. La gran cantidad de partículas hace impráctico que se pretenda su seguimiento individual ya que resultaría demasiado costoso decidir qué trazas corresponden al desplazamiento de una misma partícula, labor que se dificulta enormemente si las trayectorias se cruzan o se hacen muy próximas. El análisis de cada imagen multiexpuesta (o pares de imágenes independientes) se realiza a través de métodos estadísticos calculando el

desplazamiento promedio en pequeñas subregiones de las mismas, habitualmente localizando los picos de la función de autocorrelación en cada región de una misma imagen o mediante correlación cruzada entre dos imágenes consecutivas.

Precisamente, éste es el modo de operación que se seguirá para el análisis y las medidas realizadas en este Capítulo. Su definición como método independiente, se debe a Pickering y Halliwell (1984) y Adrian (1984), quienes concluyeron, que la concentración adecuada a emplear en experimentos en Mecánica de Fluidos no debería ser grande con el fin de evitar la formación de patrones de speckle. Durante esta época, estudios que se realizaron bajo la denominación de LSV, realmente lo eran de PIV, por ejemplo el de Meynard (1983), como posteriormente se reconoció. En estudios posteriores sobre los trazadores a emplear en imágenes fotográficas (Adrian y Yao (1985)), se indicó que las partículas individuales cuyos tamaños se encuentran en un rango de  $1\div 10\ \mu\text{m}$ , producían imágenes más detectables con bajas cargas másicas que las concentraciones de mayor número de partículas finas que se necesitaban para producir los speckle.

### **6.3.2 - Sistemas componentes de la técnica de PIV.**

De forma general, los sistemas componentes de una técnica de Velocimetría por Imagen de Partículas son:

- Sistema de sembrado de partículas en el flujo.
- Sistema de iluminación del flujo.
- Sistema de sincronización de los pulsos de luz con el sistema de adquisición.
- Sistema de registro de las imágenes.
- Sistema de interrogación y análisis de las imágenes.

#### **6.3.2.1 - Sistema de sembrado de partículas en el flujo.**

Un aspecto muy importante en el estudio de PIV, es la definición de la cantidad y el tipo de partículas a emplear como trazador. Normalmente se estudian las características fundamentales de dispersión de luz que presentan algunos trazadores que se emplean comúnmente en estos experimentos, y se toman en cuenta aspectos como el diámetro mínimo de los trazadores y el tipo de flujos (gaseosos o líquidos) en

que se los va a emplear. Se calcula también la concentración mínima adecuada de partículas para el experimento a realizar, sin caer en los dos modos extremos de trabajo discutidos con anterioridad. Un mejor sembrado requiere un esfuerzo considerable y mucho ingenio. En pocos casos es posible hacer medidas utilizando lo que está presente naturalmente en el fluido, como pueden ser las impurezas del flujo, gotas, etc.

Las partículas que usualmente se emplean como marcadores, son sólidos en los flujos líquidos o gaseosos, pero también se pueden emplear burbujas gaseosas en líquidos o gotas líquidas en gases. Otros tipos de marcadores más exóticos incluyen trazas de moléculas que se excitan por rayos láseres provocando su fluorescencia (Gharib *et al.*, (1985)) o un cambio en su densidad óptica por reacción química fotocromática (Popovich y Hummel (1967) y Ricka (1987)).

Para que un sistema de sembrado sea efectivo, es necesario tener en cuenta algunos factores como son:

- El medio en que se encuentra el fluido,
- El volumen a sembrar,
- La velocidad del flujo,
- La capacidad de las partículas de seguir fielmente el flujo,
- La dispersión de la luz,
- El tamaño (diámetro) de la imagen de las partículas,
- Las consideraciones de seguridad (ingestión, toxicidad, riesgo de explotación, etc.)
- Costo del proceso de sembrado.

El tamaño y la densidad de las partículas por una parte, y la densidad y la viscosidad del fluido por otra, determinan los efectos de flotabilidad e inercia de las partículas para que éstas puedan seguir fielmente al flujo a medir. Es difícil alcanzar exactamente una flotabilidad neutra, pero las partículas deben de permanecer en suspensión en el flujo durante todo el experimento.

En general, el sembrado es mucho más fácil en flujos líquidos que en flujos gaseosos. Se pueden utilizar partículas grandes fácilmente detectables en un líquido de densidad y viscosidad altas y donde las velocidades y aceleraciones del flujo son

relativamente bajas. El tamaño de las partículas sembradas en flujos líquidos es, por lo general, superior a 10  $\mu\text{m}$ ; mientras que en flujos gaseosos no suele superar 5  $\mu\text{m}$ .

La concentración y la homogeneidad de las partículas de sembrado, en el momento de su introducción en el flujo a medir, constituyen un factor importante que determina la calidad de las imágenes registradas en la técnica de PIV. Por ejemplo en los flujos gaseosos, muchas veces, las partículas sólidas de sembrado tienden a aglomerarse en el sistema de suministro, alterando de una manera u otra el resultado deseado. Normalmente, es más fácil y ventajoso pulverizar sustancias líquidas en flujos gaseosos.

La luz dispersada por las partículas es solamente una fracción de la luz introducida en el flujo. De esta luz dispersada, sólo la parte que está dentro del ángulo sólido definido por la apertura de la lente del sistema óptico será recogida para formar una imagen. El tamaño y la naturaleza de las partículas sembradas pueden afectar la eficiencia de dispersión de la luz y puede afectar también la intensidad de la imagen de las partículas.

El tamaño de la imagen formada por una partícula dada y registrado, afecta directamente la resolución, la precisión y el rango dinámico de la velocidad. La lente empleada impone un límite inferior al tamaño de imagen de las partículas. En general, para optimizar la precisión de la medida con una buena resolución, el tamaño geométrico de una imagen de partícula no puede ser más grande que el tamaño de la zona de difracción de las lentes.

#### **6.3.2.2 - Sistema de iluminación.**

El sistema de iluminación está formado por una fuente de luz con un código que regule su comportamiento temporal.

En los experimentos de PIV, las fuentes de luz típicamente utilizadas son las más dispares. El método más simple y menos costoso es, por supuesto, el empleo de una lámpara de flash fotográfica. Como esta fuente de luz no es coherente, no permite la formación de buenos planos de luz. La única alternativa consiste en poner una rendija, con resultados poco satisfactorios, o en su defecto, iluminar un volumen pero sembrar sólo un plano. Otra forma de iluminación utilizada son los láseres continuos,

en especial de He-Ne o de Ar<sup>+</sup>. El inconveniente de esta forma de iluminación es la necesidad de una obturación precisa para obtener las imágenes, lo que limita los tiempos mínimos de exposición si se utilizan obturadores mecánicos o la energía máxima disponible si se utilizan dispositivos electro-ópticos. El uso de láseres continuos combinados con obturadores mecánicos, muy comunes en los inicios del desarrollo de la PIV, limitó la aplicación de esta técnica a flujos líquidos con velocidades relativamente bajas.

Sin embargo, las fuentes de luz más comunes en la actualidad, son los láseres pulsados de estado sólido, rubí o, sobre todo, Nd:YAG. Sus principales ventajas son la alta energía de cada uno de los pulsos, así como la corta duración de los mismos - sólo escasos nanosegundos -. Un láser de rubí puede llegar a dar una energía hasta los 10 J/pulso, mientras que los 200 mJ/pulso de un láser de Nd:YAG son en general suficientes para realizar experimentos en los flujos gaseosos más complicados. El desarrollo y abaratamiento de estos tipos de láseres, en la década de los 90, ha hecho posible la extensión de esta técnica a flujos gaseosos con velocidades altas. Kompenhans y Höcker (1988), han realizado medidas en flujos supersónicos con velocidades de aire de hasta 280 m/s.

Un problema serio que presenta la técnica de medida PIV cuando los registros se realizan sobre una misma imagen es la ambigüedad direccional, es decir, no saber el sentido del desplazamiento de cada partícula una vez determinada la dirección del mismo. Únicamente el análisis por seguimiento de partículas permite eliminar este problema de forma sencilla, mediante *sistemas de codificación de los pulsos de luz*. Esta codificación permite identificar el comienzo del tren de pulsos, el cual de hecho, determina la dirección de movimiento del fluido.

El modo más habitual de eliminar este problema ha consistido en realizar un corrimiento espacial de la imagen iluminada por el segundo pulso una distancia fija mediante un espejo móvil, rotante u oscilante (Adrian, 1986 a). Al realizar el desplazamiento una distancia fija del segundo de los pulsos, las velocidades más negativas aún producen una segunda imagen cuyo desplazamiento es positivo con respecto a la primera. Esto es similar a introducir una velocidad artificial que elimine todas las velocidades negativas del flujo. Este problema desaparece si las imágenes

correspondientes a cada pulso de iluminación se registran de modo independiente, sin superponerlas sobre el detector (película fotográfica o matriz de CCD).

### **6.3.2.3 - Sistema de sincronización.**

En un sistema PIV, el cronometraje de los pulsos de luz empleados para registrar el flujo es importante para determinar la separación de los pulsos y para la sincronización con el sistema de adquisición de imagen.

El sistema de sincronización sirve de lazo de unión entre la fuente de luz (láser) y la cámara de adquisición de imágenes de las partículas sembradas. El sistema de sincronización consiste, por lo general, en un generador de retraso de pulsos que se suele incorporar al ordenador que controla la adquisición y análisis de las imágenes.

### **6.3.2.4 - Sistema de registro de las imágenes.**

La selección del equipamiento de registro de las imágenes tiene una gran importancia en los resultados finales del uso de la técnica de PIV. El sistema de registro es necesario para trazar el mapa de movimiento de las partículas iluminadas, de donde se obtiene la distancia recorrida por cada partícula.

El registro de las imágenes puede realizarse en dos o tres dimensiones. Los registros en dos dimensiones se realizan sobre películas fotográficas, placas fotográficas, grabación cinematográfica, cámaras de videos o electrónicamente sobre matrices CCD. La técnica de fotografía estereoscópica con dos cámaras se emplea en la medición de la tercera componente de la velocidad, al igual que la holografía. Los hologramas se pueden analizar posteriormente por cortes en planos, de manera similar a una placa fotográfica.

El dispositivo empleado para la adquisición de las imágenes, ya sea película fotográfica o detector de estado sólido (cámaras CCD), tiene que ser sensible a las ondas luminosas. La resolución de este dispositivo tiene que ser también consistente con la resolución de la lente que recoge las imágenes.

En la actualidad, el registro directo de las imágenes en cámaras CCD ha sustituido el uso de película fotográfica. Su alta velocidad de adquisición y lectura

permite la separación temporal del registro de las exposiciones y por consiguiente resuelve el problema de la ambigüedad direccional.

La resolución y la velocidad de las cámaras CCD tienen mucha influencia sobre la medida a realizar: los detalles que se pueden resaltar del flujo, la frecuencia de medición, la forma de registro de las imágenes para su análisis posterior, etc. La velocidad y la temperatura de trabajo del CCD están relacionadas también con los niveles de ruido de fondo en la señal de salida de la imagen y, por lo tanto, con la sensibilidad y la precisión de las medidas.

#### **6.3.2.5 - Sistema de interrogación y análisis de las imágenes.**

Existen diversos métodos para realizar el análisis de una misma imagen de partículas. Inicialmente estos métodos pueden parecer muy diferentes, sin embargo, muchos de ellos son esencialmente equivalentes. El pionero de ellos fue el *seguimiento partícula a partícula* y es el único método no estadístico de análisis de imágenes en la técnica de PIV. Este método consiste en identificar las imágenes de una misma partícula desplazada a lo largo de las diversas exposiciones. Una vez identificados los llamados “trenes de partículas”, se calcula su longitud y se divide por el tiempo total entre el inicio de la primera exposición y el final de la última. Este principio conceptualmente elemental requiere un análisis automatizado, pues resulta inaplicable su realización por un operador. Generalmente, el proceso de automatización consta, entre otros pasos, de la determinación de los centroides de las imágenes de las partículas, la binarización de la imagen para procesarla con más rapidez, y la determinación de los trenes de partículas. Suele ser necesaria una indicación inicial de la dirección aproximada de la velocidad promedio.

La ventaja principal de este sistema de análisis de las imágenes es que ofrece resultados satisfactorios cuando el sembrado realizado es muy poco denso, y permite eliminar fácilmente la ambigüedad direccional inherente a otros tipos de análisis, por ejemplo, codificando de algún modo la intensidad, duración o espaciado entre los pulsos de iluminación. Por el contrario, este sistema de análisis funciona mal con sembrados muy densos, y sobre todo, únicamente proporciona valores de la velocidad en aquellos lugares de la imagen en los que se haya identificado un tren de partículas.

En el resto de los métodos, las partículas marcadoras no se siguen individualmente, sino que su desplazamiento se determina estadísticamente, es decir, se calcula el desplazamiento medio en cada zona de análisis, que comúnmente se denomina *ventana de interrogación*. Históricamente, la primera de estas técnicas fue el análisis de las *franjas de Young* que se generan. Básicamente, consiste en iluminar la fotografía multiexpuesta con un haz láser puntual y las imágenes de las partículas generan una red de difracción que al ser iluminada crean franjas interferenciales de Young en el campo lejano. La orientación de las franjas se relaciona con la dirección promedio del desplazamiento de las partículas dentro de la zona de interrogación, y su espaciado con el inverso de la magnitud.

La principal limitación de este sistema de interrogación viene dado por los gradientes de velocidad que posean los flujos a analizar, porque cuanto menor sea la variación de las velocidades dentro de la zona de interrogación más nítidas son las franjas. Para obtener resultados aceptables se requiere un mínimo de tres pares de partículas por punto interrogado, lo que impone límites también en la densidad de sembrado y el desplazamiento máximo de las partículas. Por otro lado, para obtener la dirección y espaciado de las franjas, se digitaliza su imagen y posteriormente se analiza, bien mediante integración en la dirección de las franjas y transformada rápida de Fourier (FFT) unidimensional, bien mediante FFT bidimensional, o mediante autocorrelación.

Este método de análisis requiere que el registro de la imagen sea fotográfico, puesto que la red de difracción se ilumina por transmisión por lo que ha de estar en un soporte semitransparente - negativo fotográfico o diapositiva -. Puede observarse que las franjas de Young corresponden a una transformada de Fourier óptica, cuya obtención es instantánea si se compara con una transformada de Fourier numérica. Sin embargo, el proceso de desplazamiento del haz láser o del negativo fotográfico para barrer toda la imagen ha de realizarse por medios mecánicos lo que ralentiza y encarece el análisis. El registro fotográfico, con el proceso de revelado que conlleva, impide que este modo de operación pueda proporcionar medidas en tiempo real.

En principio este método proporciona valores de la velocidad en una malla regular siempre que el sembrado sea suficiente en todos los puntos, lo cual resulta ventajoso comparado con técnicas de seguimiento *partícula a partícula*. Presenta

como inconvenientes la necesidad de registro fotográfico y el hecho de que esta forma de análisis *per se* no es capaz de eliminar la ambigüedad direccional. Dos campos de velocidades con la misma dirección y magnitud pero con sentidos opuestos generan los mismos sistemas de franjas.

En los últimos años, el vertiginoso desarrollo de la informática ha propiciado el aumento de la rapidez de proceso de los ordenadores, permitiendo la realización de un proceso de análisis totalmente digital, eliminando la transformada óptica. Inicialmente se aplicó la digitalización de las imágenes fotográficas multiexpuestas, pero en la actualidad cada vez es más frecuente recoger las imágenes con una cámara de CCD y almacenarlas directamente en un ordenador para su análisis. De este modo se consigue obtener medidas de velocidad en tiempo cuasi-real, porque el análisis de una imagen completa puede costar menos de medio minuto.

El proceso comúnmente seguido consiste en calcular la función de *autocorrelación* bidimensional de pequeñas zonas de la imagen, que suelen referirse como ventanas. La localización del segundo pico de la función indica la dirección y magnitud del desplazamiento promedio de las partículas cuyas imágenes se contienen en la ventana analizada. Es importante hacer notar que el primer máximo de la función de autocorrelación se sitúa siempre en el origen. Aunque la función de autocorrelación puede calcularse directamente en el dominio espacial, resulta más rápido calcularla en el dominio de frecuencias tras realizar una transformada de Fourier, y haciendo luego la transformada inversa. Como siempre se utilizan algoritmos de transformada rápida, el número de píxeles por cada lado de la ventana de análisis suelen ser una potencia de dos.

Este método es matemáticamente equivalente al análisis de franjas, y por tanto es también incapaz de resolver la ambigüedad direccional, hecho que queda reflejado en la simetría de la función de autocorrelación.

La ambigüedad direccional puede eliminarse si en vez de tener una imagen de doble o múltiple exposición se dispone de dos imágenes. Determinados sistemas de registro permiten esta posibilidad. El desarrollo de las cámaras más modernas, conjuntamente con el uso de láseres pulsados, ha traído aparejado un sistema conocido como '*frame straddling*'. Se basa en registrar los dos pulsos láser en dos imágenes diferentes, prácticamente consecutivas en el tiempo. En los sistemas más modernos,

este tiempo puede llegar a ser del orden de 1  $\mu$ s. En este caso el análisis no se realiza por autocorrelación sino mediante *correlación cruzada* de ambas imágenes. El procedimiento es muy similar al análisis por autocorrelación sólo que en este caso se correlacionan ventanas de la primera imagen con sus correspondientes de la segunda. Como en este caso se conoce con seguridad qué imagen es la primera y por lo tanto quién es  $t_1$  y quién  $t_2$ , no existe ambigüedad direccional.

### 6.3.3 - Precisión y Errores en las Medidas.

La resolución espacial depende, en gran medida, del método de interrogación y medición de los desplazamientos empleado, pero como regla general, la resolución espacial debe ser mayor o igual que el máximo desplazamiento permitido a un marcador. Es obvio que el máximo desplazamiento ocurrirá cuando la velocidad sea la máxima posible: Por tanto, el tiempo  $\Delta t$  entre los marcadores al inicio y final del movimiento debe seleccionarse según la expresión:

$$u_{\text{máx}} \Delta t \leq \Delta x_{\text{máx}}, \quad (6.2)$$

para cada componente de la velocidad en cada una de las direcciones del volumen o plano de medida.

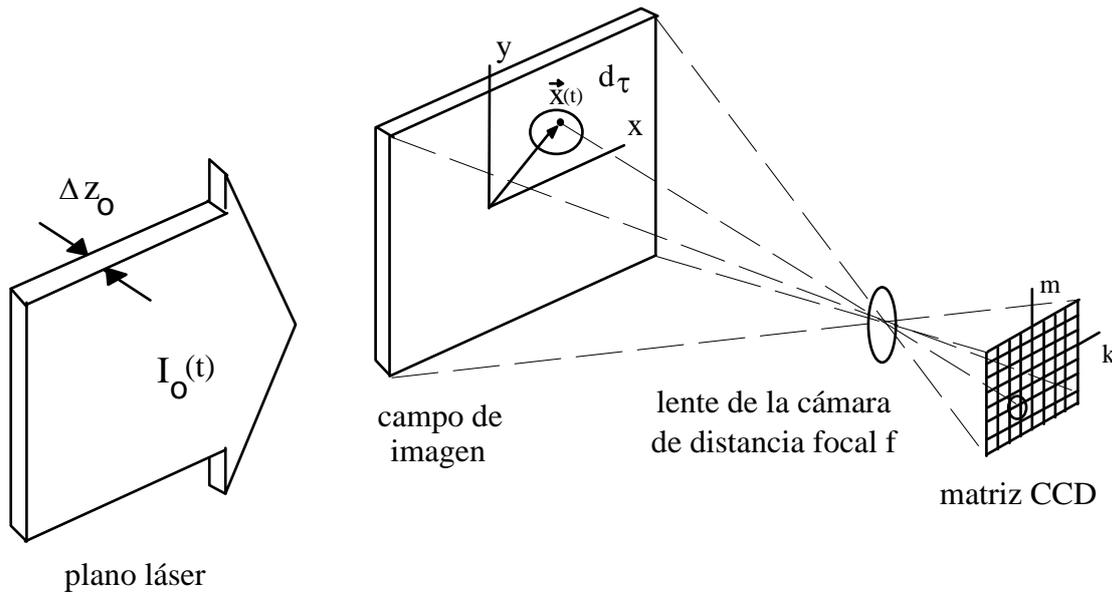
La precisión de la medición de la velocidad depende de la posibilidad de determinar el desplazamiento de la partícula,  $\Delta \vec{x}$ , en cierto intervalo temporal de las mediciones del desplazamiento de la imagen,  $\Delta \vec{X}$ . Suponiendo, por sencillez un movimiento unidireccional y eliminando el carácter vectorial, se tiene:

$$\Delta X = M \cdot \Delta x = M \cdot u \cdot \Delta t \quad (6.3)$$

donde  $M$  es el *aumento* con que se realiza la imagen. Por lo tanto, en término de errores se puede escribir

$$\frac{\sigma_u^2}{u^2} = \frac{\sigma_{\Delta x}^2}{\Delta x^2} + \frac{\sigma_{\Delta t}^2}{\Delta t^2} \quad (6.4)$$

donde  $\sigma^2$  representa el valor cuadrático medio del error en la medida de la magnitud que aparece como subíndice en cada caso.



**Figura 6.1:** Esquema para PIV empleando imágenes digitalizadas.

El desplazamiento no es una medida exacta debido a errores en la localización de los puntos de referencias apropiados sobre las imágenes de las partículas usadas para marcar el comienzo y el final del movimiento. Como punto de referencia, usualmente se toma el centroide de la imagen, pero el desplazamiento del centroide puede no representar el movimiento real de la partícula si la misma tiene rotación, deformación, o si su imagen cambia de cualquier otra forma durante el tiempo  $\Delta t$  de análisis. Para la mayoría de los casos, la fluctuación de  $\Delta x$  es proporcional a la longitud de la imagen, dada por la suma del diámetro de la imagen grabada  $d_\tau$  y del *oscurecimiento* debido al desplazamiento de las partículas durante el tiempo de iluminación,

$$\sigma_{\Delta x} = c (d_\tau + M\sqrt{u^2 + v^2} \delta_t) \quad (6.5)$$

donde  $c$  es la posición del centroide de las imágenes,  $u$ ,  $v$  son las velocidades en las direcciones  $x$ ,  $y$  respectivamente (ver Figura 6.1).

El error en  $\delta t$  y el *oscurecimiento* dependen de la fuente de luz que se emplee y, para los flujos que se trabajan comúnmente, son muy pequeños, a menos que las velocidades sean muy altas. Por lo tanto, suponiendo despreciable este error en la determinación del tiempo, Adrian (1986) demostró que la medida de la velocidad con esta técnica, obedece a un tipo de *principio de incertidumbre* de la forma

$$\sigma_u \Delta x_{\text{máx}} = c u_{\text{máx}} d_\tau \quad (6.6)$$

donde  $\Delta x_{\text{máx}} = u_{\text{máx}} \Delta t$  es el error espacial en la posición de la medida de la velocidad. Para una  $u_{\text{máx}}$ , el error se minimiza al minimizar tanto el diámetro de la imagen  $d_\tau$ , como en la localización de su centroide, definido por  $c$ .

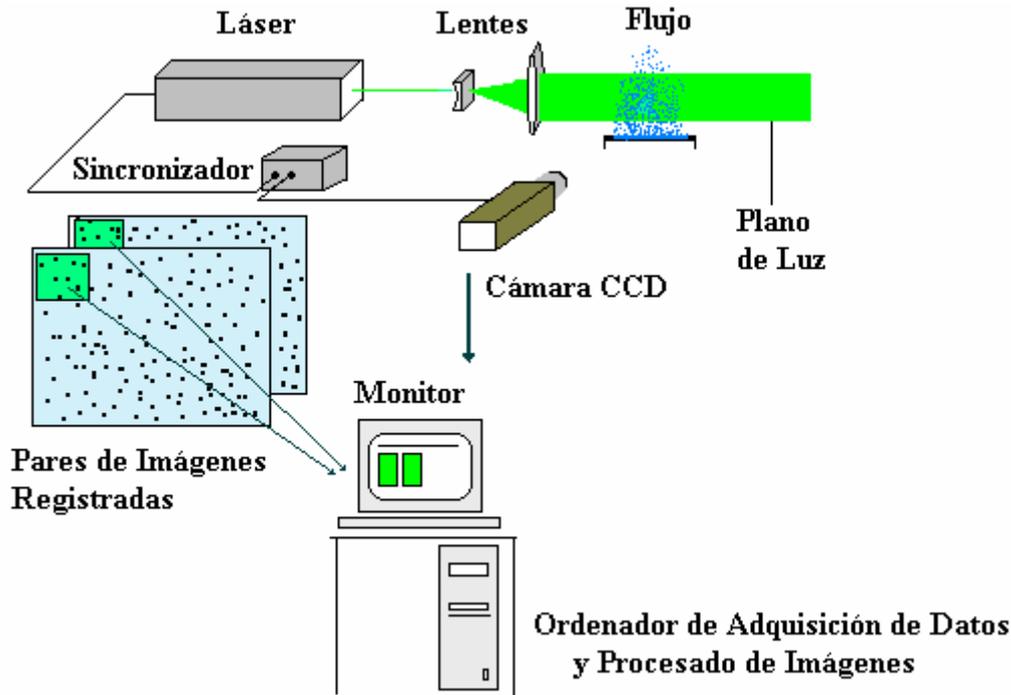
Desde el punto de vista práctico, se recomienda que el máximo desplazamiento de las partículas en la imagen,  $\Delta x_{\text{máx}}$ , no exceda del 40% del tamaño máximo de la ventana de interrogación, para que la altura del máximo de la función de correlación permita distinguirlo del fondo.

## **6.4 - Experimentos de velocimetría.**

### **6.4.1 - Montaje experimental.**

Como todo sistema de velocimetría en general, el que se ha empleado en los experimentos está compuesto por la fuente de luz láser, el sincronizador, el sistema de adquisición de imágenes y el sistema de análisis y procesamiento. En este caso particular, no hace falta un dispositivo de sembrado de partículas, ya que las gotas del mismo flujo a medir cumplen la función de partículas trazadoras perfectamente detectables.

Un esquema simplificado del montaje experimental se puede ver en la Figura 6.2.



**Figura 6.2:** Montaje experimental de PIV.

A continuación describiremos los principales equipos que conforman el sistema de medida.

#### 6.4.1.1 - Láser.

La fuente de luz es un *láser de Nd:YAG*, modelo YG-781-10C de la casa QUANTEL. Este láser es exactamente el mismo empleado en los experimentos de visualización del Capítulo 4. Sus características y parámetros importantes están descritos con profundidad en el apartado 4.4.1.

A diferencia de la forma en que se utilizó anteriormente para los experimentos de visualización, para las medidas de la velocidad mediante la técnica PIV, es necesario trabajar con el modo de operación de doble pulso, y emitiendo luz verde a 532 nm. Este sistema no permite utilizar el amplificador en el modo de doble pulso, por lo que la máxima energía luminosa es de 130 mJ, lo cual es suficiente para estos experimentos. El tiempo de separación varía entre pulsos entre 1  $\mu$ s a 10 ms.

### 6.4.1.2 - Cámara.

La cámara utilizada en los experimentos de Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV) es una cámara monocroma PCO Computer Optics GMBH, modelo SensiCam, dotada de un sensor CCD SuperVGA interlineado, muy recomendable para estos tipos de experimentos. Una foto de la misma puede verse en la Figura 6.3. El análisis de las imágenes registradas puede realizarse mediante correlación cruzada entre dos imágenes secuenciales o por autocorrelación de una imagen multiexpuesta. El tamaño de la matriz del sensor CCD es 1.280 (H) x 1.024 (V) píxeles, con píxeles cuadrados de  $6,7 \mu\text{m} \times 6,7 \mu\text{m}$ , lo que da lugar a un área de detección de 8,6 mm x 6,9 mm. La salida es de vídeo, digitalizada con un convertidor analógico-digital de 12 bits de rango dinámico y 8 pares de imágenes/segundo de velocidad. La temperatura de enfriamiento del sensor CCD es  $-12^\circ\text{C}$ , lo cuál se logra por circulación forzada de aire a través de un módulo *Peltier* de dos etapas.



**Figura 6.3:** Cámara CCD modelo SensiCam

La cámara se ha operado en el modo de DoubleShutter que permite capturar 2 imágenes consecutivas separadas por un intervalo temporal mínimo de 200 ns.

Las cámaras SensiCam disponen de una montura estándar de lente “C” con una distancia focal trasera de 17,52 mm. Esta distancia focal trasera, regulable, es la distancia entre la cara frontal del adaptador “C” y el sensor CCD. De igual forma, el control de la cámara se realiza mediante el software “SensiControl”, que no sólo controla el montaje de sus distintos accesorios, sino también permite la adquisición, la visualización, el almacenaje y la impresión de las imágenes, todo eso compatible con los sistemas operativos Windows (95, 98, NT).

### **6.4.1.3 - Sincronizador.**

Un aspecto muy importante en estos experimentos, es la correcta sincronización entre el láser y la cámara. Para cumplir de manera satisfactoria este requisito, el montaje experimental consta también de un generador de pulsos HAMEG modelo 610032 que controla la adquisición de la cámara y permite la sincronización temporal entre el láser y la cámara de forma que cada componente opere en la secuencia correcta. Para ello es necesario adquirir un par de imágenes cuando se producen los dos pulsos láser consecutivos de tal forma que el primer pulso se produzca al final de la exposición de la primera imagen y el segundo pulso al comienzo de la exposición de la segunda imagen. El intervalo temporal mínimo entre las dos imágenes corresponde al tiempo de traslado de las cargas acumuladas en la matriz de CCD de la zona activa a la zona enmascarada (esencialmente, una distancia de un pixel en la mayoría de las matrices interlineadas).

El sincronismo entre el láser y la cámara es crítico y ha de calcularse bien para evitar que los dos pulsos coincidan en una misma imagen. Antes de empezar los experimentos, se ha realizado un estudio detallado del sistema y se ha comprobado el sincronismo visualizando los pulsos en un osciloscopio. Como señal de disparo se ha utilizado la señal de carga de los condensadores del láser. Esta señal es introducida en el generador de pulsos, donde se ha fijado un retardo adecuado para que cada pulso del generador corresponda con la adquisición de una imagen de cada par.

### **6.4.1.4 - Sembrado.**

En nuestros experimentos, no hace falta realizar el sembrado del flujo con partículas ajenas. Las mismas gotas generadas por atomización ultrasónica, son partículas líquidas suspendidas en el aire y juegan el papel de partículas trazadoras.

### **6.4.1.5 - Procesado de las imágenes.**

Para el análisis de las imágenes y el cálculo de las velocidades, se ha utilizado el software informático “*CCDP IV*” versión 2001.1, desarrollado por el profesor Julio Soria y sus colaboradores en el Departamento de Ingeniería Mecánica de la Universidad de Monash (Australia). CCDP IV está soportado sobre sistema operativo

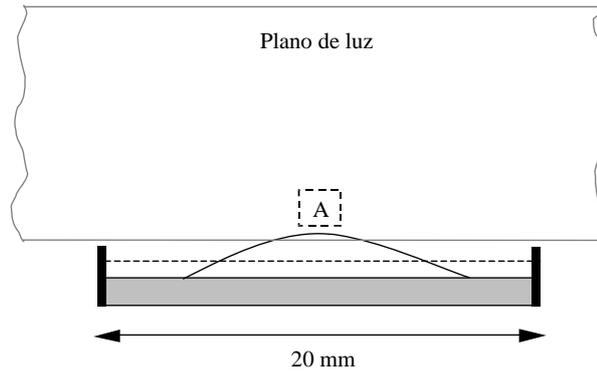
LINUX y utiliza la librería FFTW para calcular la Transformada Discreta de Fourier en una o más dimensiones, tanto con datos complejos como reales, y con un tamaño de entrada arbitrario. El algoritmo del CCDPIV y todo lo relacionado con este software, están descritos en los siguientes artículos: Soria, J. (1994, 1996, 1998); Soria, J.; Cater, J. y Kostas, J. (1999) y Von Ellenrieder, K.; Kostas J. y Soria J. (2001).

Con el software CCDPIV, el análisis de las imágenes se realiza por correlación cruzada. CCDPIV permite también utilizar un tamaño de ventana de interrogación adaptable en dependencia del problema de estudio. Además, se utilizó el paquete de programa TECPLOT como interface para obtener los análisis en versión gráfica.

#### **6.4.2 - Descripción de los experimentos.**

Teniendo en consideración las características de los equipos empleados en los experimentos y las condiciones de diseño detalladas en los epígrafes en 6.3 y 6.4, se ha montado un sistema óptico para analizar una región del flujo de gotas generadas por atomización ultrasónica de agua en un transductor piezocerámico excitado por ondas sinusoidales de 1,668 MHz a distintos voltajes. Con la cámara PCO SensiCam, se registraron pares de imágenes de las gotas, de tamaño cuadrado de 736 x 736 píxeles, con un intervalo temporal de 200  $\mu$ s, un aumento  $M = 3,3$  y una resolución espacial de 2  $\mu$ m/píxel; cubriendo un campo total de visión de 1,5 mm x 1,5 mm en el volumen de medida. La ubicación precisa de este campo de visión en el volumen de medida está representada por el área A de la Figura 6.4. Para conseguir estos valores de resolución espacial, a la cámara se le adaptó el telemicroscopio Qm-1, descrito en el Capítulo 4. Estos parámetros resultan adecuados para los estudios que se pretende realizar. El láser y la misma configuración óptica, empleados en los experimentos de visualización, han sido adaptados para las medidas de PIV.

Como la cámara brinda la posibilidad de obtener imágenes independientes de cada uno de estos pulsos, no fue necesario el uso del obturador mecánico. Esta forma de registro de las imágenes permitió realizar el cálculo de las velocidades por correlación cruzada entre las dos imágenes de cada pareja, eliminando el comentado error de la ambigüedad direccional en el cálculo de los mapas de vectores.



**Figura 6.4:** Diagrama indicativo de la localización de la zona donde se realizaron las medidas de velocidad.

El análisis de los pares de imagen por correlación cruzada se llevó a cabo utilizando ventanas de interrogación de 64 píxeles, iteradas en un segundo paso bajando a ventanas de interrogación de 32 píxeles desplazadas de acuerdo con la velocidad media calculada en el primer paso. Con el intervalo de tiempo seleccionado y la resolución espacial conseguida en las imágenes, el desplazamiento máximo de las partículas, suponiendo una velocidad de desprendimiento media de 10 cm/s, es de 20  $\mu\text{m}$ . Por lo tanto, la condición impuesta de que el desplazamiento máximo de las partículas en la ventana no exceda el 40% del tamaño de la misma se cumple incluso para las ventanas de 32 píxeles (26  $\mu\text{m}$ ).

Con estos experimentos, se ha determinado la velocidad de las gotas generadas por atomización ultrasónica a distintos voltajes de excitación, para luego analizar la influencia del voltaje sobre la velocidad. Para este estudio en particular, lo más importante es obtener mapas de vectores que representan físicamente el problema. Por esta razón, se evitó hacer interpolaciones de vectores en los mapas que se obtuvieron y que se muestran a continuación. Este aspecto es un indicador de la correcta selección de todos los parámetros que influyen en los experimentos.

### 6.4.3 - Resultados obtenidos.

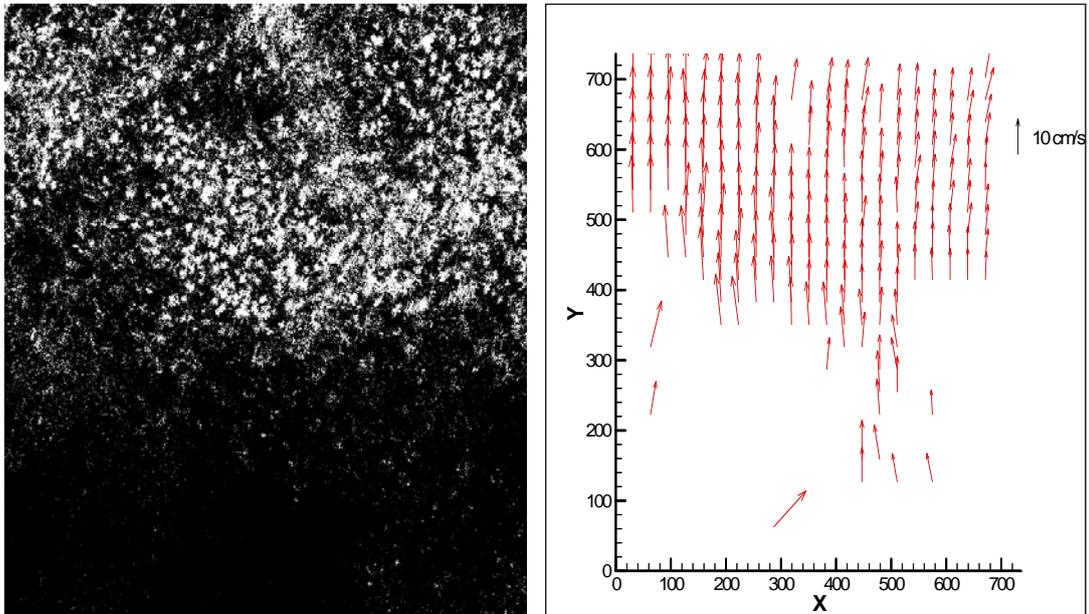
Se adquirieron los pares de imagen con una resolución espacial de 2  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ , extendiendo el área de imagen de 2,5 a 4 mm por encima de la superficie del transductor. Esta área de imagen es la identificada con la letra A en la Figura 6.4. Se

atomizó un volumen discreto de agua, generando una disminución constante de su nivel sobre el transductor.

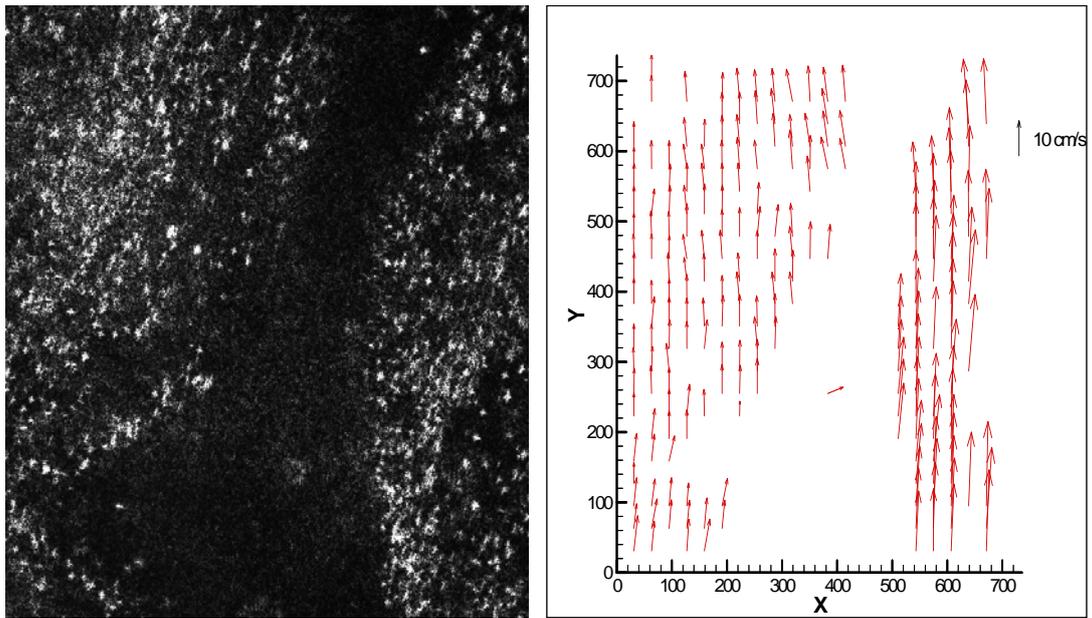
En las imágenes registradas, se pueden observar tres distintos escenarios:

- En el primer caso, solamente es visible la masa líquida encima del transductor.
- En el segundo caso, la superficie líquida y las gotas coexisten en la misma zona (ver Figura 6.5 a).
- En el tercer caso, solamente las gotas son visibles (ver Figura 6.5 b) y c).

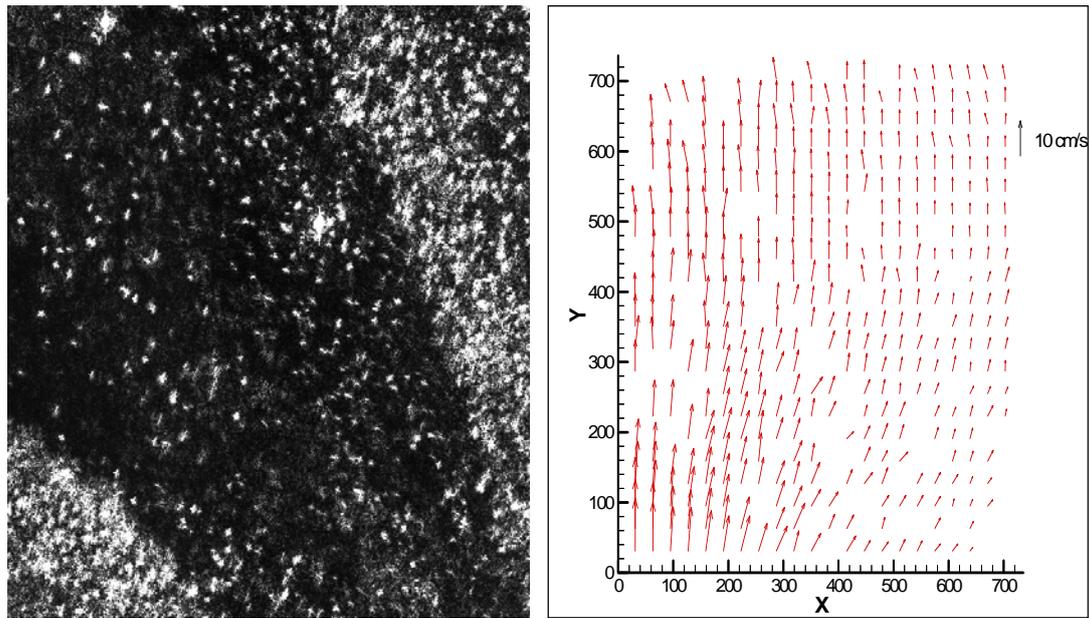
El primer escenario no proporciona información acerca de la velocidad de las gotas, por lo que las imágenes de este tipo no han sido analizadas. El tercer grupo de imágenes puede a su vez dividirse en dos situaciones diferentes: la primera donde las gotas se desprenden justo de la superficie líquida; o la segunda donde una nube de gotas flota en aire a una velocidad muy lenta después de que casi todo el volumen líquido haya sido atomizado. Algunos resultados se muestran en las Figuras 6.5 a), b) y c), correspondientes todas a un voltaje de excitación de 22,5 V. En estas imágenes, las velocidades de las gotas son muy bajas y varían desde 15 cm/s hasta 4 cm/s.



**a**



**b**



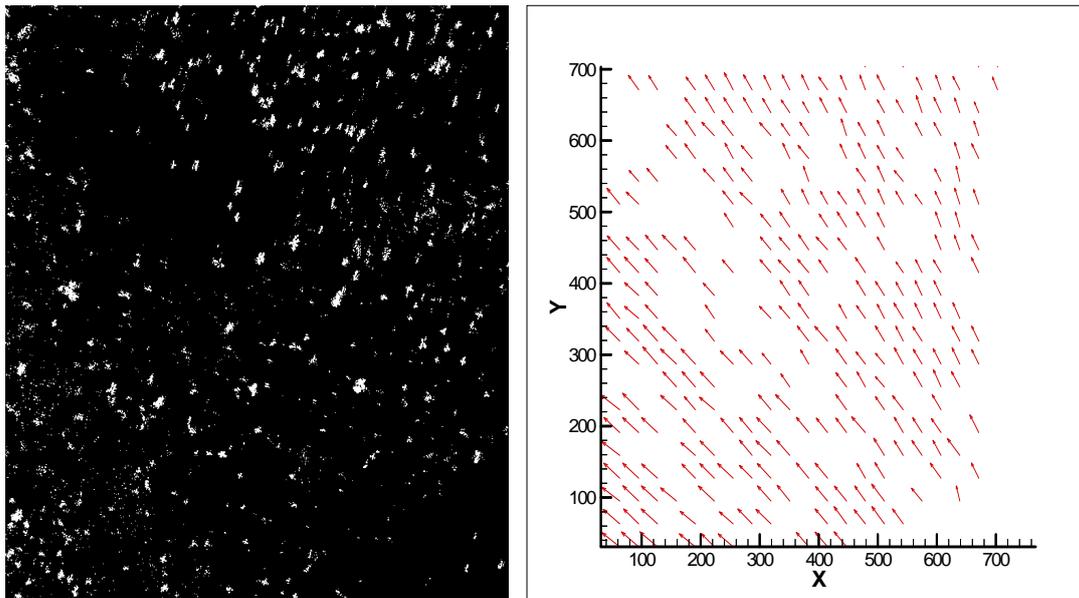
**c**

**Figura 6.5 a-b-c:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas por PIV correspondientes a un voltaje de excitación de 22,5 V.

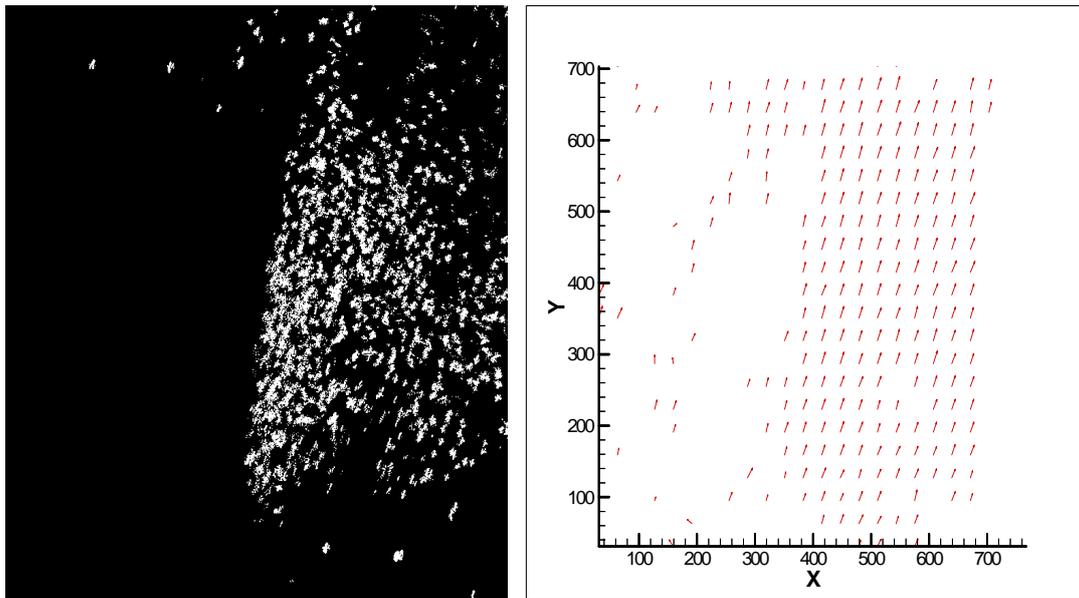
La Figura 6.5 a) corresponde al escenario donde coexisten las gotas generadas con la superficie del líquido atomizado. La zona negra en la parte baja de esta figura corresponde al agua no atomizada. Puede verse como casi todos los vectores velocidad tienen un módulo correspondiente a una velocidad de unos 15 cm/s, coincidiendo con la velocidad de desprendimiento para esta condición experimental. La Figura 6.5 b) muestra una imagen que corresponde al momento donde las gotas atomizadas salen justo de la superficie líquida. Aquí, se puede ver cómo hay vectores que tienen un módulo correspondiente a la velocidad de desprendimiento (zona derecha), mientras que para los que están en la parte izquierda el valor es sensiblemente más bajo. Esto es indicativo, muy probablemente, de que este grupo de gotas han perdido parte de su energía cinética. Una situación aún más extrema es la que se presenta en la Figura 6.5 c), donde aparentemente la nube de gotas está prácticamente flotando en el aire ambiente, con una velocidad muy baja.

Las figuras anteriores corresponden a un mismo voltaje de excitación (22,5 V). Se ha querido ver que es lo que pasa al variar el voltaje de excitación. Para ello, se han registrado un grupo de imágenes aumentando el voltaje desde 22,5 V hasta 45 V. Los fenómenos observados son exactamente los mismos que en los casos anteriores. Las velocidades de las gotas, justo en el momento de su desprendimiento del volumen líquido son las máximas y van disminuyendo a medida que se alejan de la superficie libre del transductor. Esta situación se puede apreciar en el mapa de vectores según el tamaño del vector que representa la velocidad en la zona de medida.

Algunas de las imágenes registradas así como los mapas de vectores correspondientes, se muestran a continuación (Figuras 6.6 hasta 6.14). El área de imagen en cada una de estas figuras, es 1,5 x 1,5 mm con una resolución espacial de 2  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ . Debe indicarse que el vector de escala de los vectores velocidad es la misma para todas las imágenes que la mostrada en la Figura 6.5. Como se puede apreciar, los mapas de vectores representan perfectamente las imágenes observadas y registradas, corroborando la correcta selección de los parámetros experimentales.

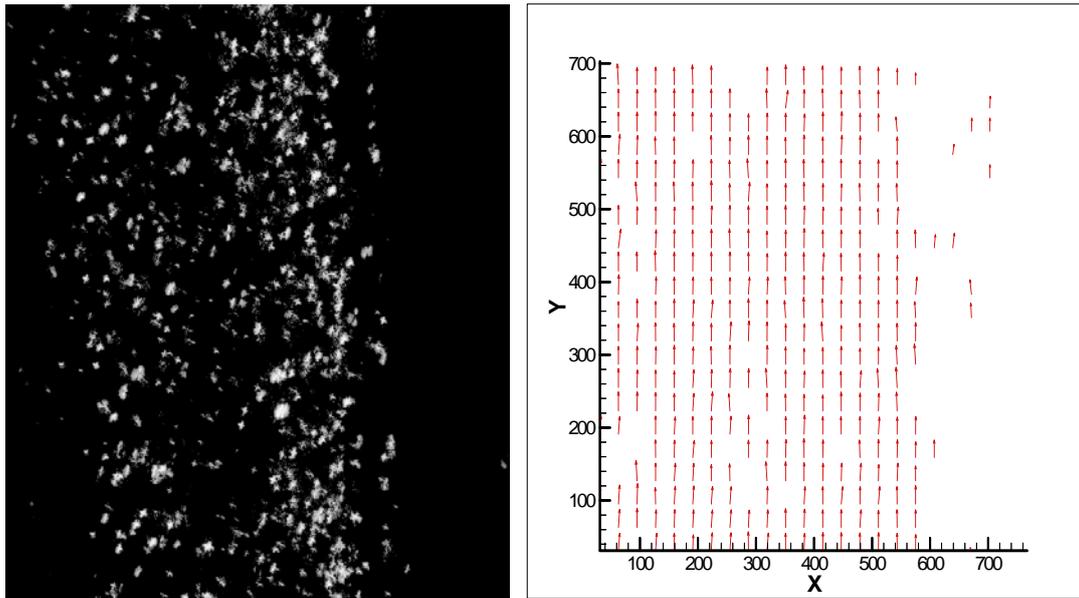
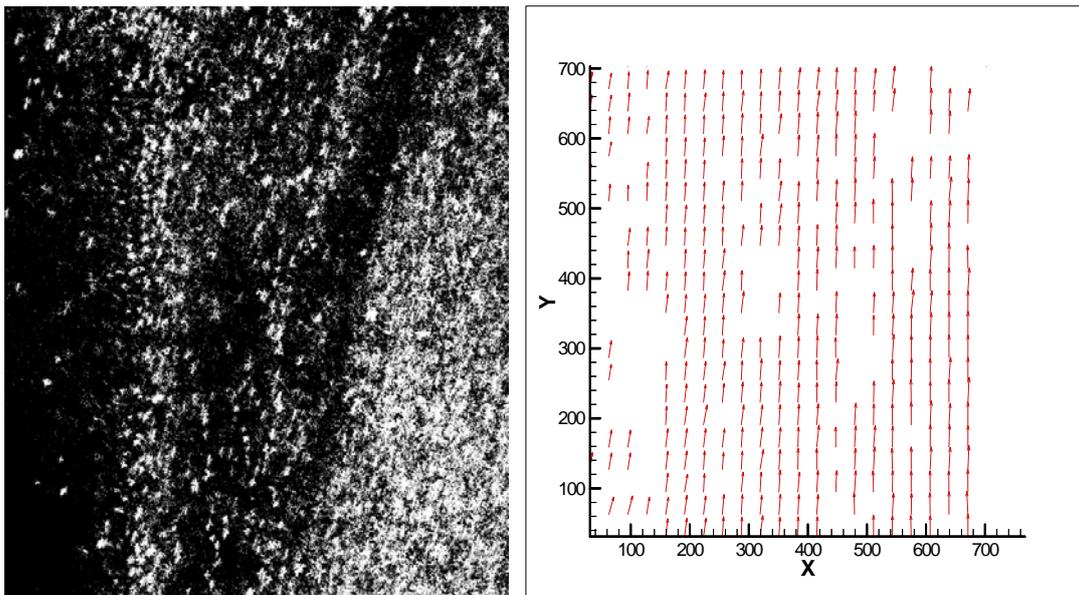


**a**

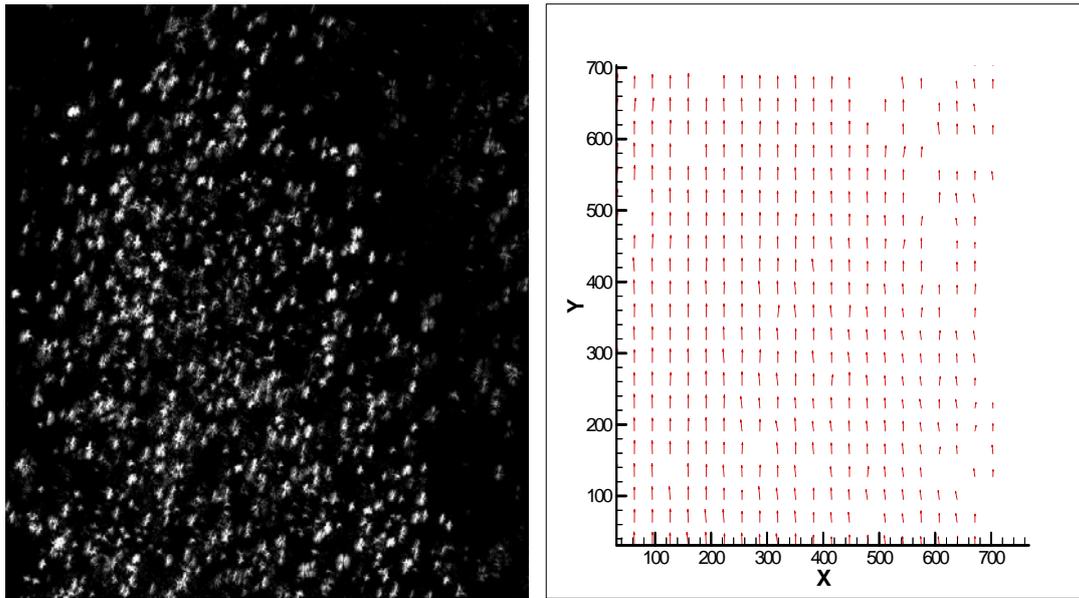


**b**

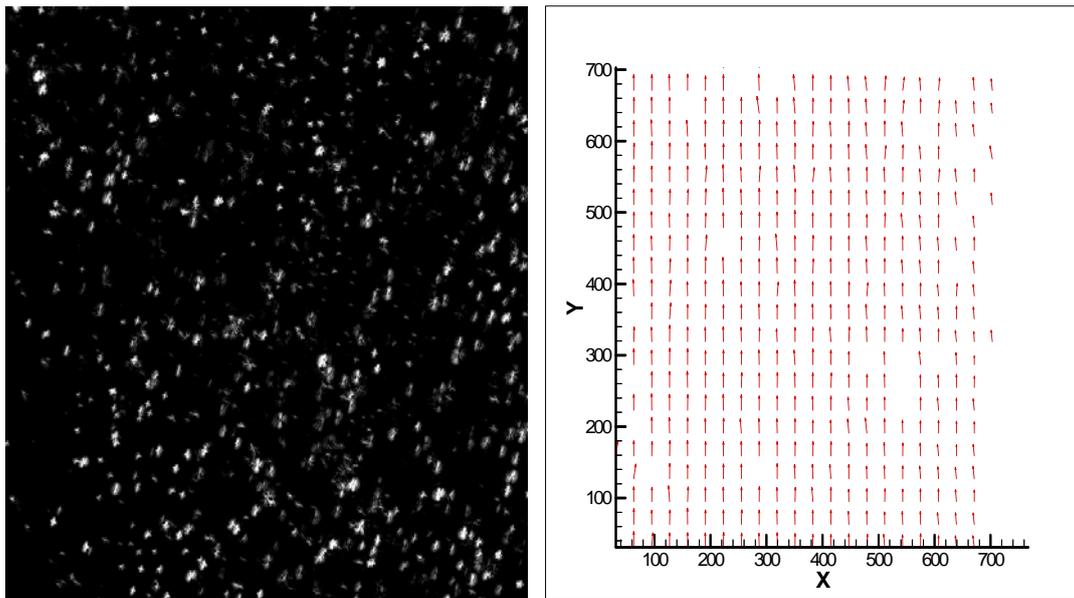
**Figura 6.6 a-b:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 22,5 V.

**a****b**

**Figura 6.7 a-b:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 25 V.

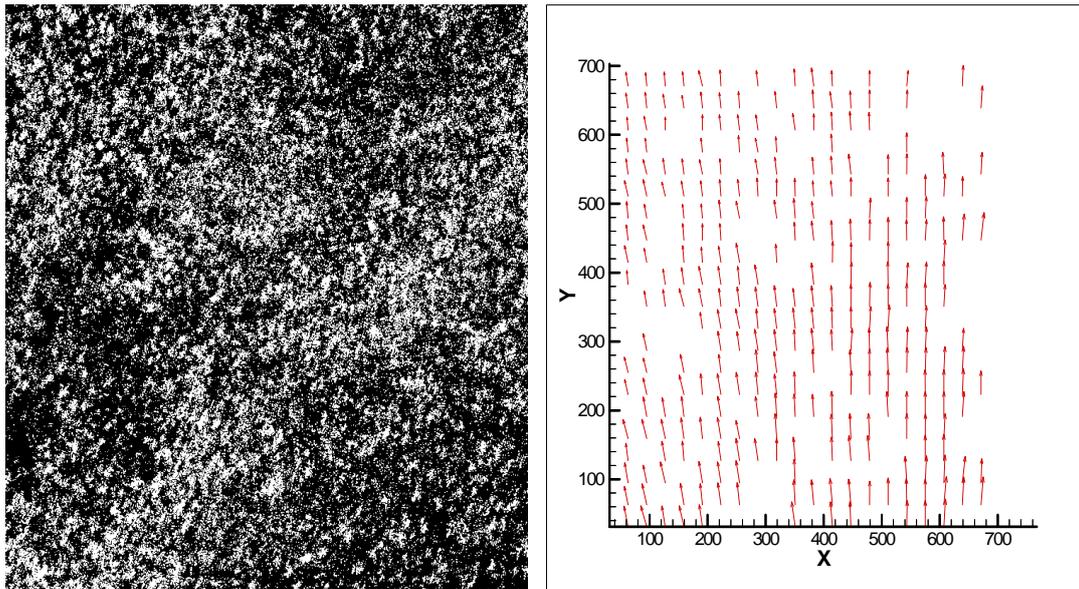
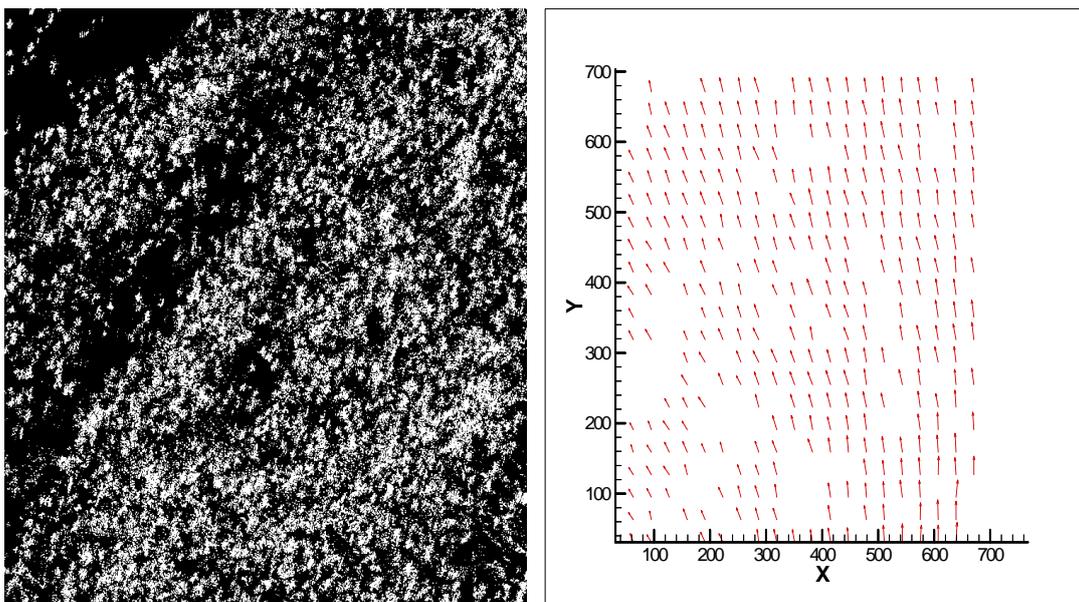


**a**

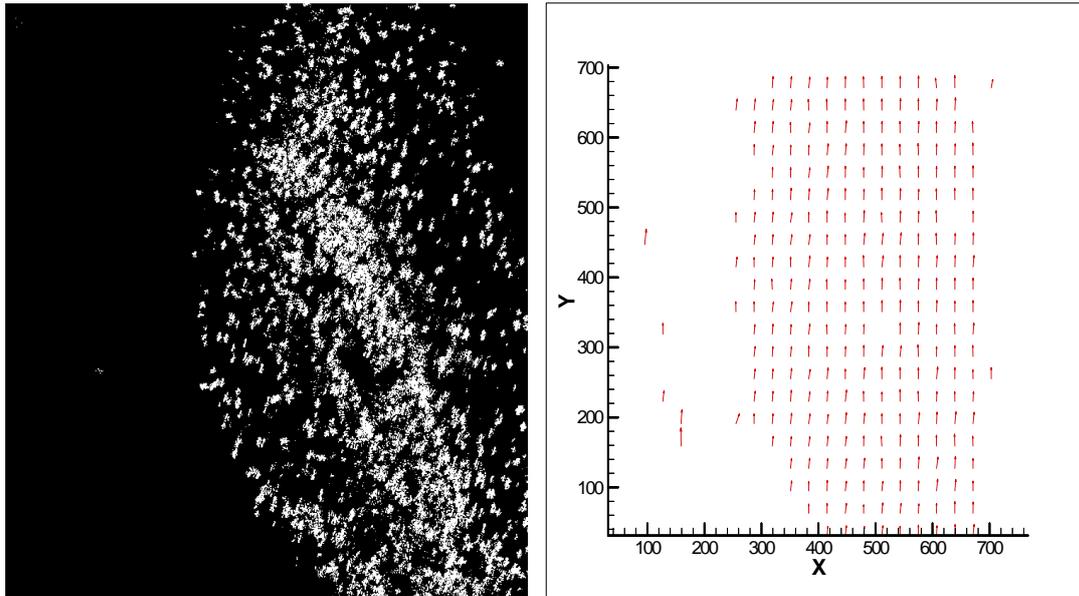


**b**

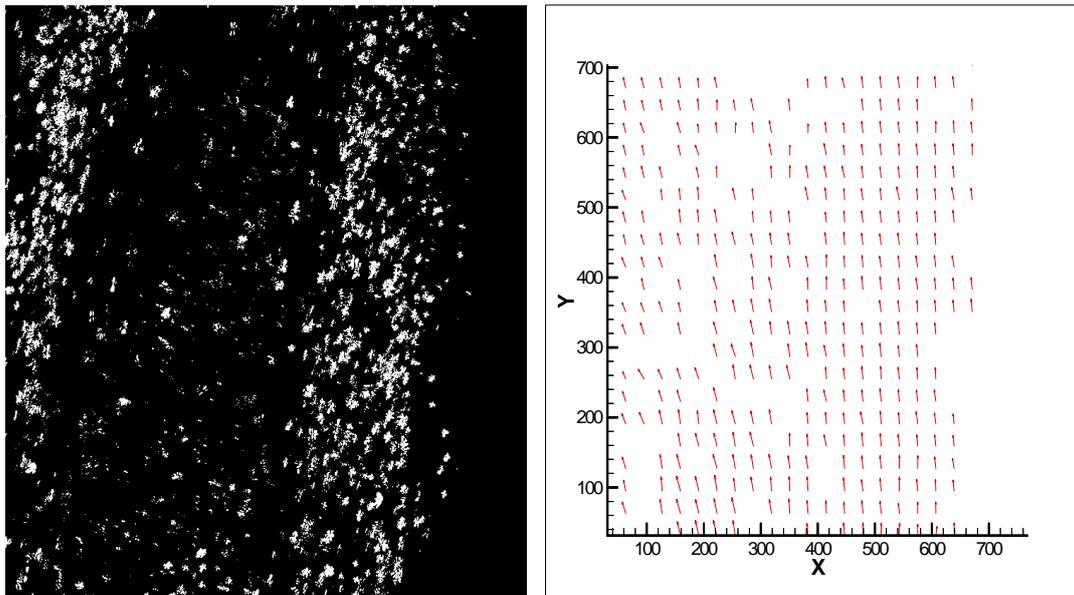
**Figura 6.8 a-b:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 30 V.

**a****b**

**Figura 6.9 a-b:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 32,5 V.

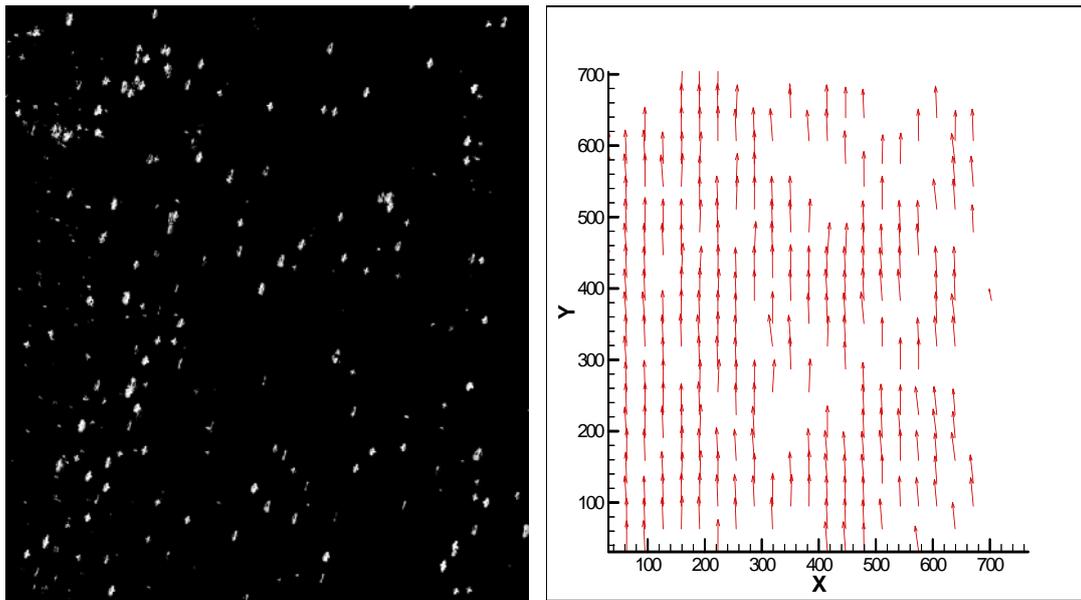


**a**

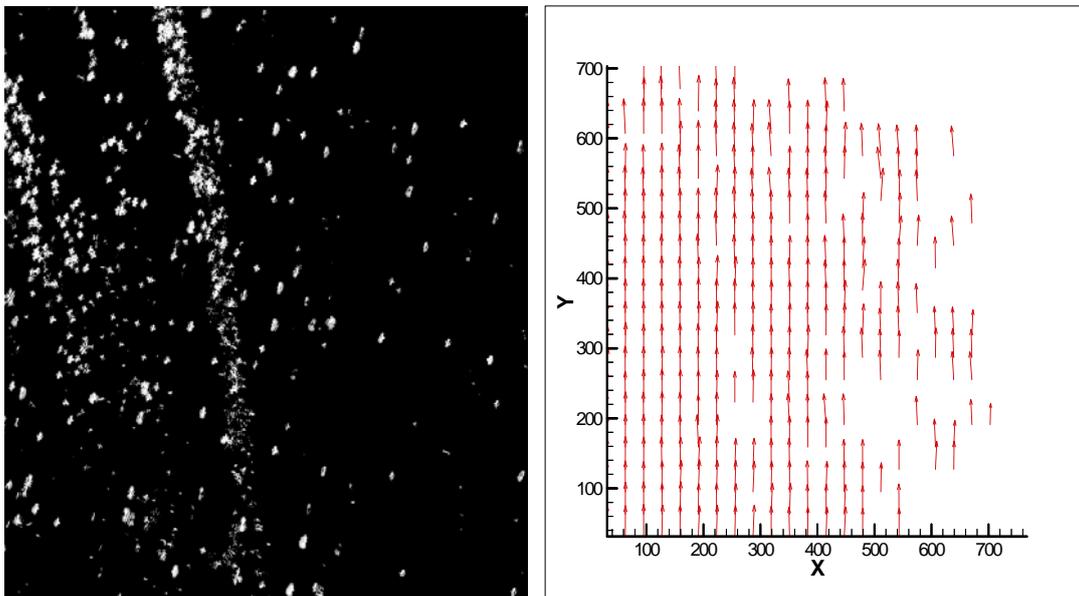


**b**

**Figura 6.10 a-b:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 35 V.

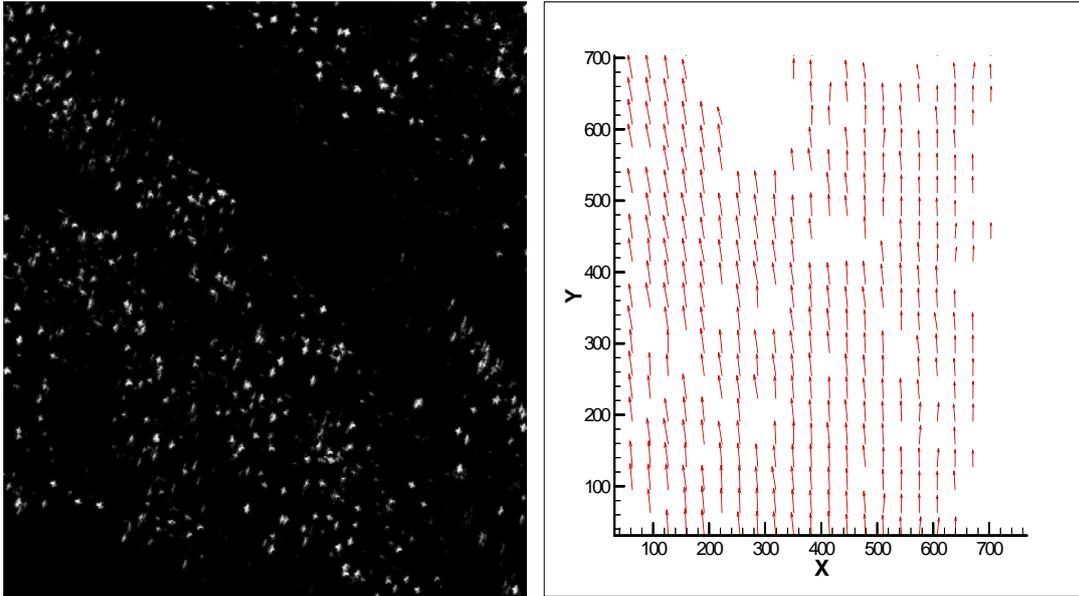


**a**

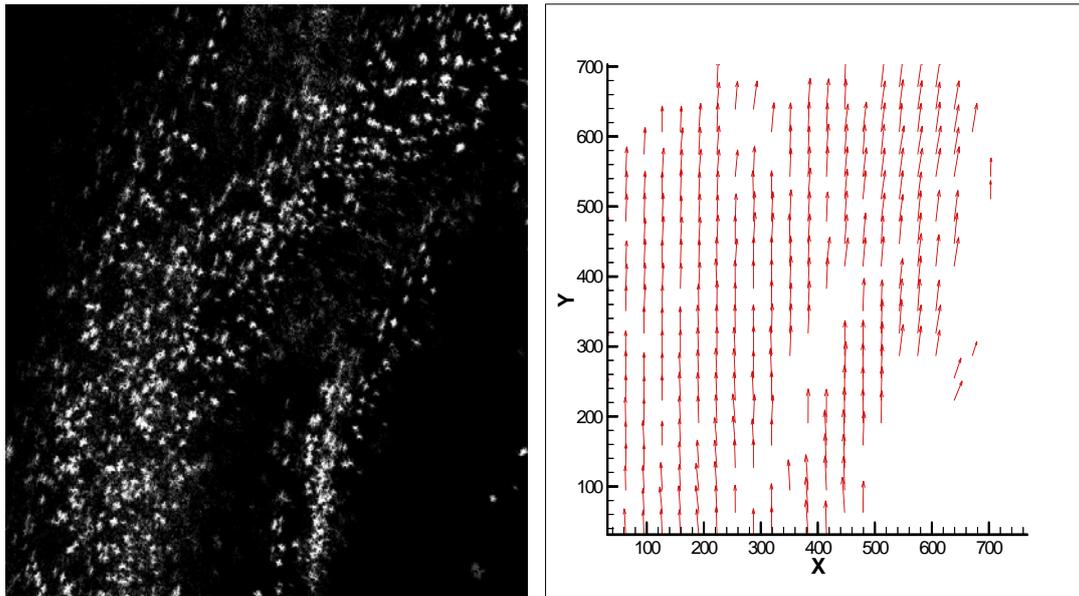


**b**

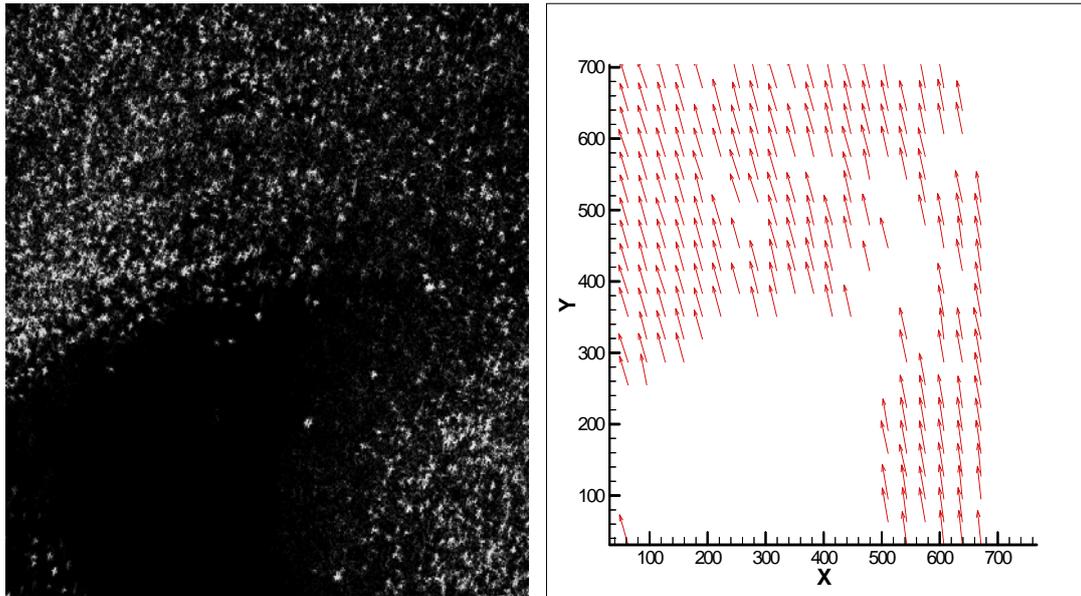
**Figura 6.11 a-b:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 37,5 V.



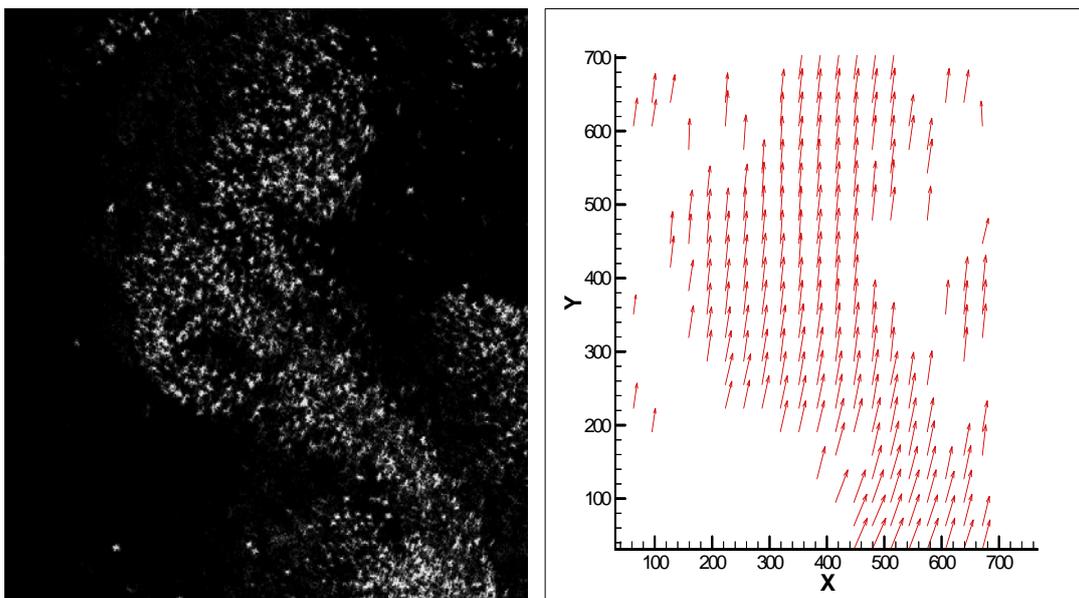
**a**



**b**

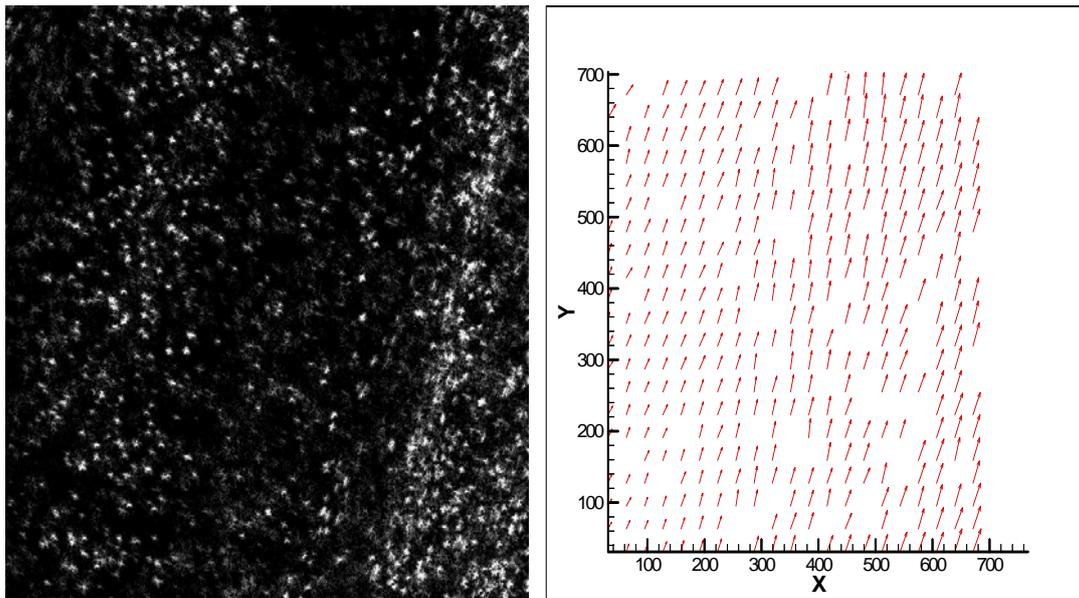


c

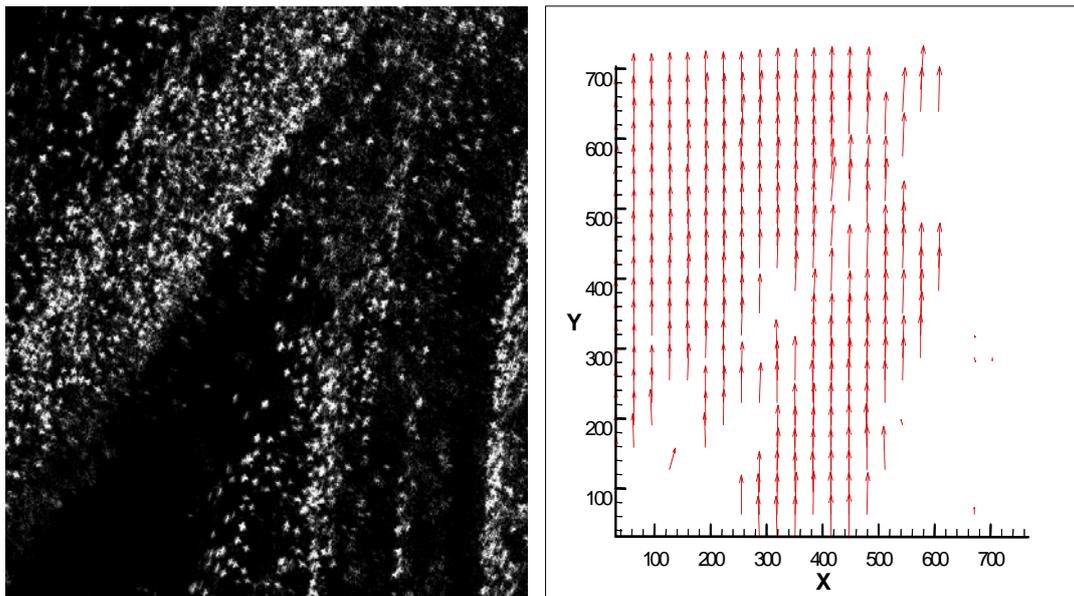


d

**Figura 6.12 a-b-c-d:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 40 V.

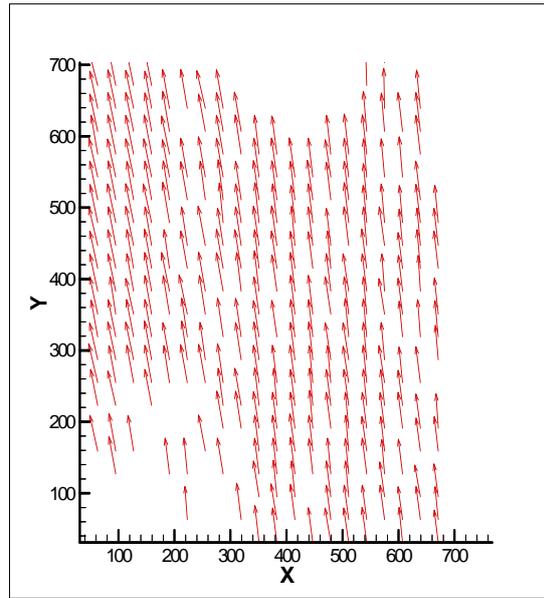
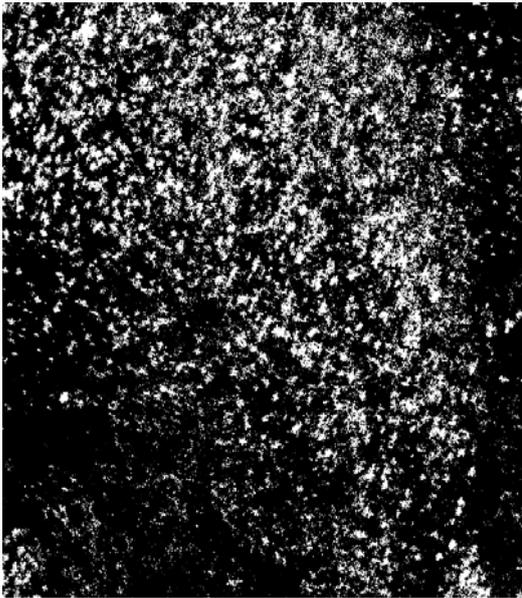


a

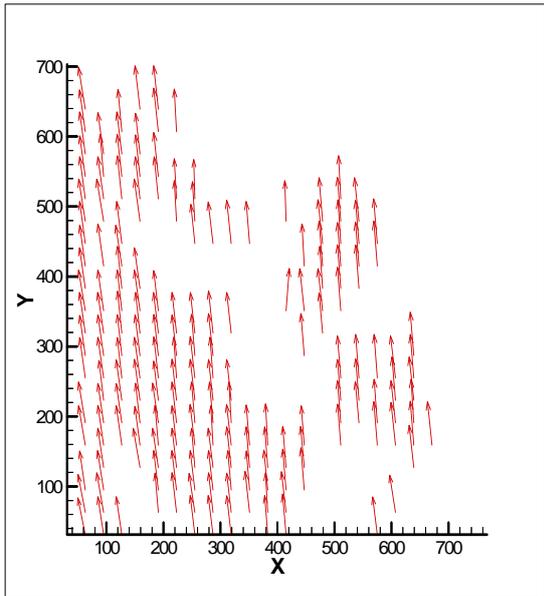
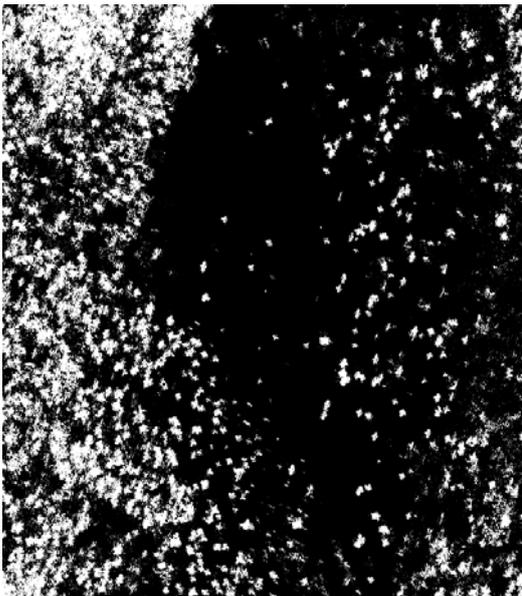


b

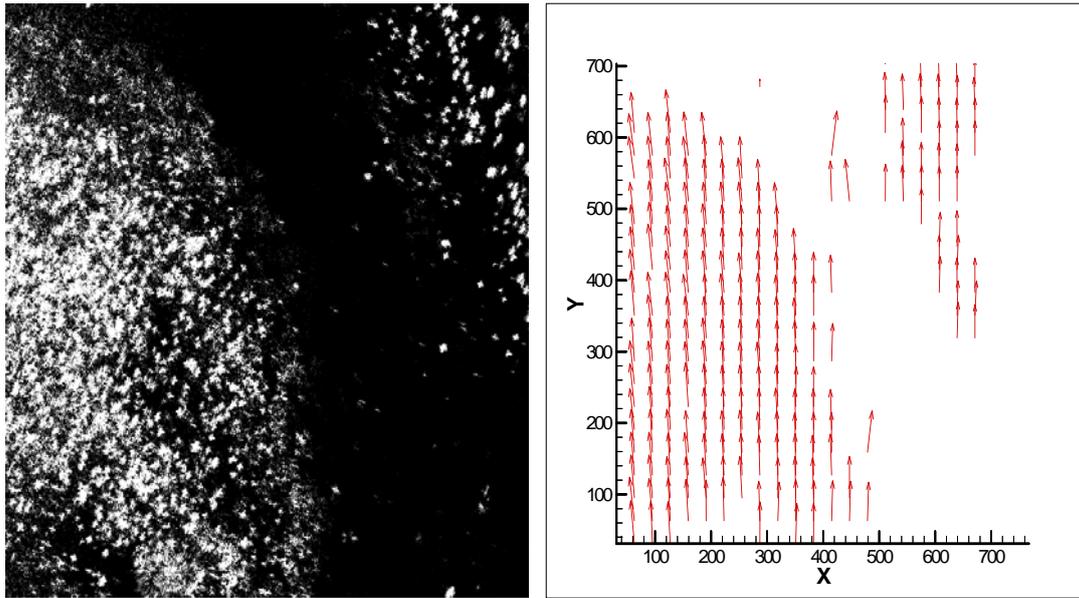
**Figura 6.13 a-b:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 42,5 V.



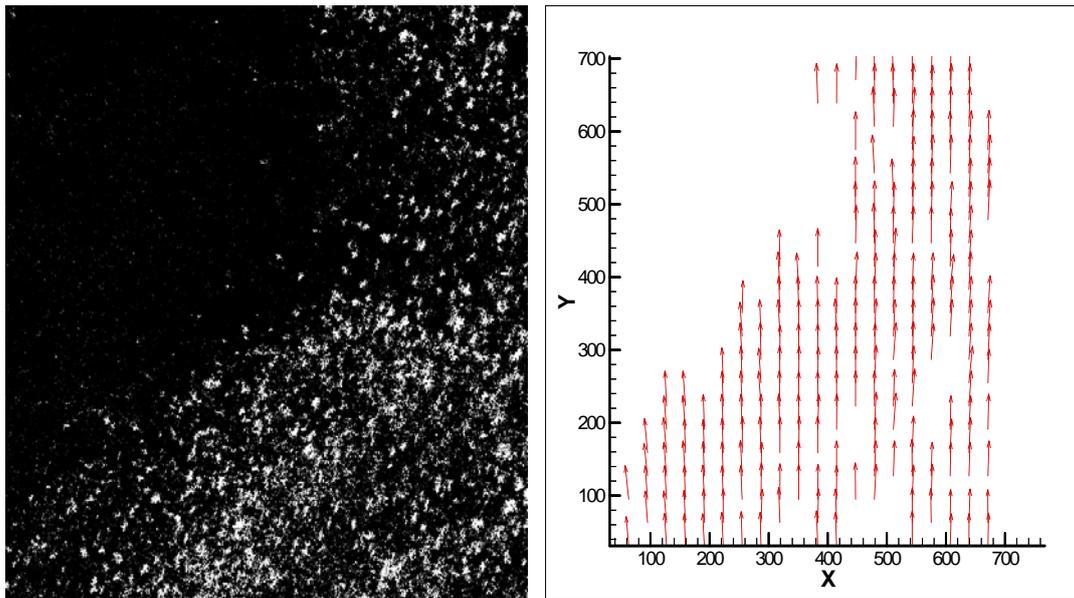
**a**



**b**



c



d

**Figura 6.14 a-b-c-d:** Imágenes de gotas (a la izquierda) y sus correspondientes mapas de vectores (a la derecha) obtenidas a un voltaje de excitación de 45 V.

Si se considera que las gotas son frenadas solamente por los efectos de la gravedad, lo cual es válido para el presente montaje experimental como un caso límite, una gota de 4  $\mu\text{m}$  expulsada verticalmente con una velocidad de 20 cm/s se pararía después de recorrer tan solo 2 mm, aunque es obvio que en una situación real, no se pueden desprestigiar los efectos aerodinámicos. En estos experimentos, se han tomado precauciones para evitar flujos de aire alrededor del transductor. Por eso, se ha estimado que para obtener una buena valoración de la velocidad de desprendimiento de las gotas, sería más conveniente calcular el promedio de los valores de velocidad obtenidos de un conjunto de imágenes registradas con un mismo valor de voltaje de excitación. Los valores de velocidad ofrecidos aquí representan un valor promedio después de procesar un mínimo de 15 imágenes correspondientes a un mismo voltaje. De cada conjunto de imágenes, se han calculado tres distintos tipos de velocidad que son:

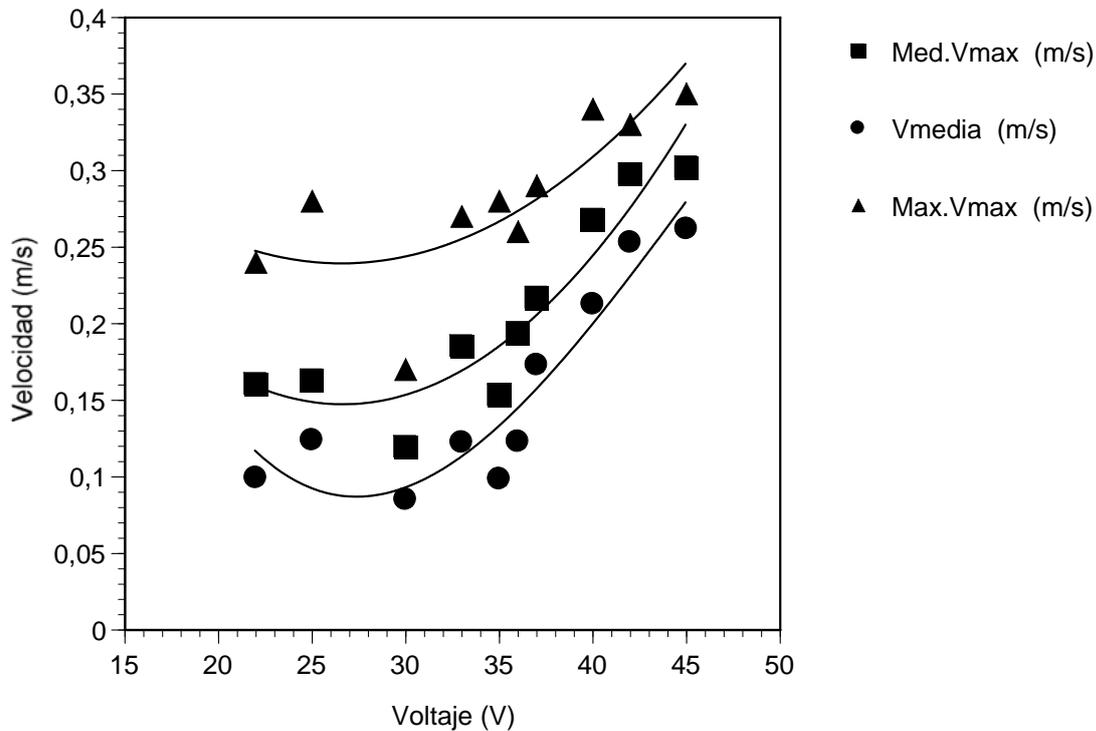
- La velocidad media ( $V_{\text{media}}$ ) obtenida como promedio de todas las velocidades calculadas de cada una de las imágenes correspondientes a un voltaje determinado.
- La velocidad máxima media ( $\text{Med.}V_{\text{max}}$ ) obtenida del promedio de todas las velocidades máximas calculadas de cada una de las imágenes correspondientes a un voltaje determinado.
- La máxima velocidad absoluta ( $\text{Max.}V_{\text{max}}$ ) de todas las velocidades máximas de cada conjunto de imágenes correspondientes a un voltaje determinado.

Cada una de estas velocidades están expresadas en (m/s).

Con estas tres distintas velocidades de gotas, se ha estudiado la variación de cada una de ellas con respecto al voltaje de excitación del transductor piezoeléctrico. Los resultados obtenidos están representados en la gráfica de la Figura 6.15.

Analizando las tres curvas de la Figura 6.15, se ve que la velocidad de desprendimiento de las gotas de la superficie libre del líquido atomizado, aumenta a medida que aumenta el voltaje de excitación. Este comportamiento de la velocidad es similar al del flujo volumétrico de líquido atomizado con respecto al voltaje de excitación. Como ya se sabía de los estudios anteriores realizados sobre difracción

(Capítulo 5), el tamaño de las gotas se mantiene constante a cualquier voltaje de excitación. Al mantenerse constante el tamaño, todas las gotas tienen la misma masa; por lo que un aumento de la fuerza de excitación se traduce en un aumento de cantidad de movimiento, es decir de la velocidad de las gotas generadas.



**Figura 6.15:** Variación de las velocidades de las gotas en función del voltaje de excitación. Med.Vmax es el valor promedio de las velocidades máximas y Max.Vmax es el valor máximo absoluto de todas las velocidades máximas; ambas obtenidas de un conjunto de imágenes correspondientes a un mismo voltaje de excitación.

Por otra parte, las gotas tienen una baja inercia. Las velocidades calculadas varían de 0,1 m/s a 0,4 m/s cuando el voltaje de excitación aumenta de 20 V a 45 V. Las gotas sufren una brusca deceleración y alcanzan la velocidad nula después de recorrer una pequeña distancia de la superficie libre del transductor desde donde son generadas. Estos resultados coinciden con las conclusiones de los trabajos realizados por Berger (1984), (Sindayihebura, 1995) entre otros.

### 6.5 – Conclusiones parciales.

De las imágenes obtenidas en los experimentos de PIV, se deduce que el aerosol formado con un atomizador ultrasónico es completamente diferente del que se obtiene mediante los atomizadores convencionales. Una diferencia principal reside en la baja velocidad de la nube de gotas generadas. Esta baja velocidad en la atomización ultrasónica puede atribuirse directamente al carácter estático de este proceso. Este estudio confirma por ejemplo los trabajos realizados por Berger (1984)), quien reveló que las velocidades de las gotas generadas por atomización ultrasónica son hasta 100 veces menores que las de las gotas producidas con los atomizadores de presión y de dos fluidos. En términos de energía cinética, la cual es proporcional al cuadrado de la velocidad, la diferencia de la atomización ultrasónica con respecto a los procesos convencionales de generación de gotas, es aún más llamativa. En igual condición de flujo, la nube de gotas generadas ultrasónicamente lleva tan sólo una  $10^{-4}$  parte de la energía cinética que lleva el spray de un atomizador de presión [Berger (1984)].

A consecuencia de la baja velocidad, el patrón del aerosol generado por los atomizadores ultrasónicos no está bien definido. Las gotas sufren una brusca deceleración y alcanzan la velocidad nula a muy poca distancia después de su desprendimiento de la superficie libre del líquido atomizado. En teoría, esta característica puede aparecer como negativa; pero en la práctica resultará muy interesante. La baja velocidad permite manejar la neblina para transportar las gotas en un flujo de aire hasta el lugar requerido para su uso. Esta flexibilidad proporcionará ventajas importantes para muchas aplicaciones. Otro aspecto importante es que la baja inercia de las gotas generadas por atomización ultrasónica da prioridad al uso de este método en aplicaciones donde es necesario evitar salpicaduras de sustancias nocivas para, por consiguiente, no perjudicar el medio ambiente.

Las velocidades medias con que se desprenden las gotas de la superficie libre del líquido atomizado, varían desde 0,1 m/s hasta 0,4 m/s cuando varía el voltaje de excitación del transductor piezocerámico de 20 V hasta 45 V. Como se ve, la velocidad de desprendimiento de las gotas aumenta cuando aumenta el voltaje. Este comportamiento de la velocidad de las gotas con respecto al voltaje es similar al del flujo volumétrico de líquido atomizado (Figura 4.17 – Capítulo 4).

Basándose en las recomendaciones realizadas en el seno del *Área de Enfermería de la Sociedad Española de Neumología y Cirugía Torácica* (ver Giner et al.), se ha de afirmar que se puede emplear exitosamente la atomización ultrasónica para la inhalación de fármacos. El pequeño tamaño y la baja velocidad de las gotas - dos parámetros básicos en la aerosolterapia - resultantes del presente trabajo, encajan perfectamente en sus respectivos rangos recomendados para ser usados con este fin. Por lo tanto, el método de atomización ultrasónica puede implementarse eficazmente en el tratamiento de enfermedades respiratorias.

## CAPÍTULO 7

# SISTEMA DE EXCITACIÓN PULSADA PARA LA ATOMIZACIÓN ULTRASÓNICA.

### 7.1 - Introducción.

En el presente capítulo, se expone un sistema electrónico de alimentación especialmente diseñado para el estudio de la atomización de volúmenes discretos de líquido. Esta estrategia de alimentación podría resultar muy útil para las aplicaciones de suministro de medicamentos. Los sistemas de atomización de dispositivos comerciales que presentan el transductor sumergido en el volumen líquido suelen alimentarse de forma continua. La experiencia de los trabajos desarrollados con estos sistemas para atomizar pequeñas cantidades de líquido presentan como inconveniente el fuerte calentamiento del disco cerámico que puede provocar su despolarización, perdiendo así todas sus propiedades.

El sistema de alimentación diseñado pretende solucionar el problema del calentamiento así como caracterizar las cerámicas fijando unas condiciones de prueba preestablecidas. Además, el equipo puede utilizarse para alimentar una amplia variedad de transductores piezocerámicos. Aunque existen referencias que describen

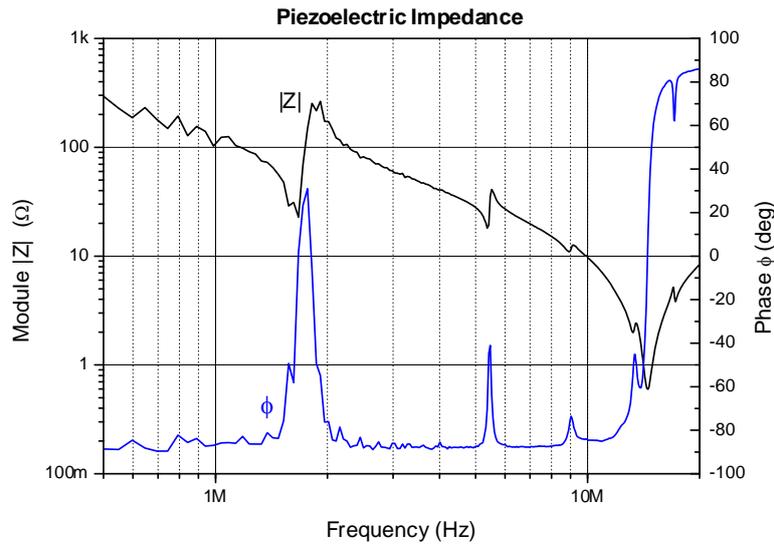
circuitos específicos de excitación para dispositivos piezoeléctricos (Zaitso *et al.*, 1996; Minguella *et al.*, 1998), una dificultad que se presenta en su estudio es la escasez de fuentes de señales ultrasónicas sintonizables en frecuencia y capaces de proporcionar la potencia necesaria para generar las gotas. En particular, el sistema se ha diseñado para la excitación de resonadores que, en su aplicación final, serán alimentados con convertidores de potencia similares al implementado. En estas condiciones los datos obtenidos proporcionan una valiosa información para prever el comportamiento del dispositivo atomizador en condiciones reales de trabajo.

En los siguientes apartados se describe el comportamiento eléctrico de los transductores piezoeléctricos, los circuitos que constituyen el sistema de caracterización propuesto y sus características principales. Además, se exponen también los experimentos destinados a la caracterización de los resonadores, desde el punto de vista de la atomización, empleando como parámetro de análisis el diámetro de las gotas generadas.

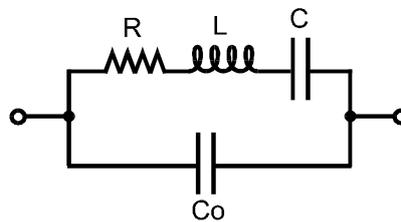
## **7.2 - Características eléctricas del resonador.**

### **7.2.1 - Circuito equivalente.**

Desde el punto de vista eléctrico, la respuesta de un disco cerámico piezoeléctrico alrededor de la frecuencia de resonancia es del tipo mostrado en la Figura 7.1, obtenida de un analizador de espectros HP4195A para un transductor PZT de American Piezo Ceramics Inc. (Mackeyville, PA, USA). Puede observarse el abrupto cambio de fase coincidiendo con el mínimo de impedancia a la frecuencia propia de resonancia nominal en 1,668 MHz. Esta frecuencia de resonancia está asociada a un modo de vibración mecánico, responsable de la transmisión del movimiento al líquido. El comportamiento de dicha respuesta en frecuencia suele describirse mediante el circuito equivalente de la Figura 7.2, compuesta de una rama R-L-C serie, en paralelo con una capacidad  $C_0$ . Este último elemento se corresponde con la capacidad estática asociada a las metalizaciones necesarias para realizar los contactos eléctricos.

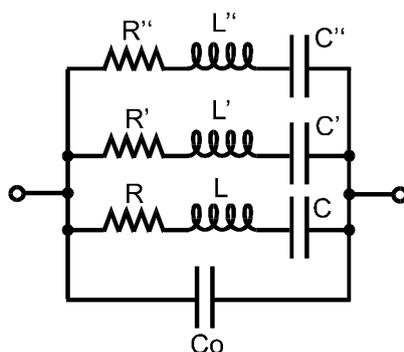


**Figura 7.1:** Gráfica de la respuesta en frecuencia de un resonador piezoeléctrico PZT alrededor de la frecuencia de resonancia de 1,668 MHz, obtenida con un analizador de espectros.



**Figura 7.2:** Circuito equivalente del resonador piezoeléctrico alrededor de su frecuencia propia de resonancia nominal.

Sin embargo, las medidas experimentales indican que al aumentar la frecuencia de análisis, se observa una sucesión de cambios de fase e impedancia como el ya mostrado aunque de menor magnitud. Este comportamiento se corresponde a las frecuencias propias de resonancia de orden superior y a sus modos mecánicos de vibración. Por consiguiente, el funcionamiento del dispositivo estaría descrito de un modo más exacto con un circuito equivalente como el de la Figura 7.3, con más de una rama R-L-C en paralelo con  $C_0$ .



**Figura 7.3:** Circuito equivalente del resonador piezoeléctrico cuando se toman en cuenta tres frecuencias propias de resonancia.

En la Tabla 7.1 se muestran los valores experimentales obtenidos de los parámetros R-L-C y  $C_0$  para el transductor PZT estudiado en función de la frecuencia impuesta (medida). Se puede observar como el valor de  $C_0$  varía relativamente poco para las frecuencias propias de 5,46 MHz y 15,592 MHz y puede considerarse, en una primera aproximación, como un valor constante. La frecuencia de oscilación de este circuito equivalente, se puede también calcular a través de la ecuación:

$$f_c = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (7.1)$$

dando los resultados que se muestran en la última columna de la Tabla 7.1. En la misma, L y C son respectivamente los valores de la inductancia y de la capacidad, en serie, de cada rama R-L-C.

Frecuencia medida	R	L	C	$C_0$	Frecuencia calculada
1,6675 MHz	2,2 $\Omega$	67,26 $\mu$ H	135,283 pF	706,499 pF	1,668 MHz
5,46 MHz	31,15 $\Omega$	38,6443 $\mu$ H	21,786 pF	965,796 pF	5,485 MHz
15,592 MHz	325,59 m $\Omega$	135,780 nH	767,177 pF	1.304,83 pF	15,594 MHz

**Tabla 7.1:** Parámetros del circuito equivalente del resonador piezoeléctrico estudiado.

A modo de comprobación, se puede observar cómo los valores de frecuencia medido y calculado son prácticamente iguales, por lo que se puede concluir que el error cometido en las mediciones realizadas es muy pequeño.

### **7.2.2 - Relaciones electromecánicas.**

Desde el punto de vista del diseño del circuito de excitación, es suficiente con conocer el comportamiento eléctrico de la cerámica piezoeléctrica proporcionado por su circuito equivalente (Figura 7.3). Sin embargo, es interesante también conocer la relación existente entre la potencia y la frecuencia suministradas al transductor para la atomización del fluido en contacto con él.

Experimentalmente se ha demostrado que el proceso electromecánico es bastante ineficiente, con elevadas pérdidas energéticas en forma de calor en la resistencia que aparece en el circuito equivalente (Jordá *et al.*, 2002). De hecho, el análisis electromecánico de la atomización ultrasónica es muy complejo, por lo que aún hoy en día las expresiones de cálculo se siguen perfeccionando.

## **7.3 - Diseño del sistema de excitación.**

### **7.3.1 - Objetivos.**

El objetivo de un sistema de excitación para un transductor piezoeléctrico empleado en la atomización de líquidos consiste en la aplicación entre sus bornes de una tensión alterna a una frecuencia próxima a la resonancia, transmitiéndole al mismo tiempo la potencia necesaria para la generación de las gotas. El diseño y construcción del sistema de excitación reseñado en este capítulo es fruto de la colaboración científica con investigadores del Centro Nacional de Microelectrónica (CNM/CSIC) de Barcelona (ver Chico, 2000).

Para evitar el autocalentamiento del piezoeléctrico en este tipo de aplicaciones, el sistema debe poder excitarse en modo ráfaga, es decir, enviando un número  $N$  de pulsos de voltaje a la frecuencia deseada tras los cuales se deja a la cerámica en reposo hasta la llegada de un nuevo tren de pulsos. El número de pulsos, su frecuencia, su ciclo de trabajo, su amplitud y la frecuencia de repetición deben ser controlables para poder encontrar los parámetros óptimos del piezoeléctrico en estudio.

### **7.3.2 - Partes fundamentales.**

El sistema de excitación consta de tres partes principales:

- El circuito de control.
- El circuito de potencia.
- Las fuentes de alimentación auxiliares.

El circuito de control es el encargado de generar las señales lógicas que permiten pilotar el circuito de potencia. Este último es quien excita realmente el piezoeléctrico aplicando la tensión requerida a la frecuencia deseada a partir también de una fuente de tensión continua de potencia. En el mismo se utilizan circuitos integrados clásicos (Timer 555 y puertas lógicas CMOS) porque la complejidad no es excesiva y además porque no se dispone de un sistema de desarrollo completo de microcontroladores en el CNM.

Las fuentes de alimentación por su parte, proporcionan los voltajes continuos necesarios para cada circuito a partir de la red de 220 V, permitiendo que el sistema sea autónomo. Referente a estas fuentes de alimentación, se diseñó una placa con un regulador lineal variable y se ajustaron las resistencias necesarias para obtener el voltaje necesario en cada etapa. Se decidió que el voltaje continuo que alimenta el circuito de potencia se generase en una fuente de alimentación externa. El proveer al sistema con su propia fuente implicaría una mayor complejidad y un excesivo volumen, aunque en un diseño futuro se podría considerar la integración de este elemento.

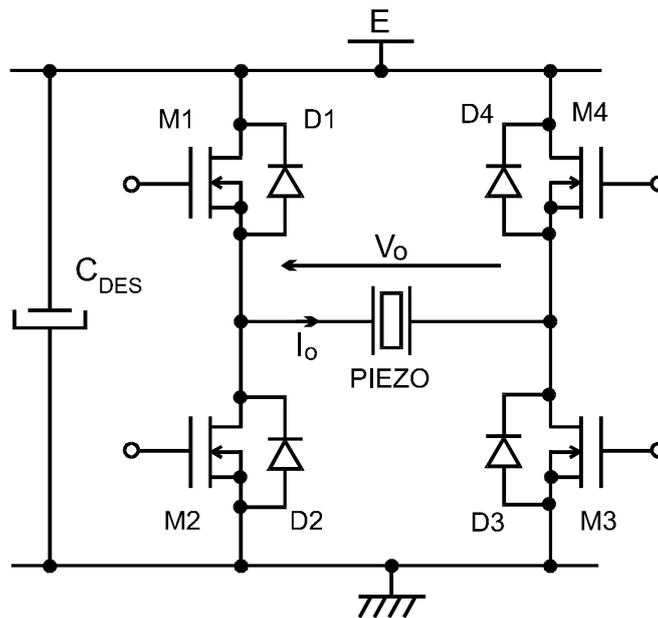
#### **7.3.2.1 - Etapa de potencia.**

La placa de potencia es la parte más importante del circuito de excitación. Básicamente consta de un puente completo de transistores MOSFET. Estos transistores se conmutan gracias a las señales proporcionadas por la etapa de control. Los objetivos que deben cumplirse en esta placa son:

- Opto-aislar la etapa de potencia de la de control.
- Excitar los MOSFET con un driver adecuado y bastante rápido.

- Lograr el buen funcionamiento del circuito a una frecuencia de 2 MHz.
- Variar la alimentación del puente de MOSFET externamente.

El puente de MOSFET está alimentado con una fuente externa de corriente continua. El sistema de excitación está preparado para conectarse directamente con los bornes de la fuente. Se decidió que la fuente de alimentación externa fuese variable para que, aparte de las razones ya avanzadas, se pudiese controlar directamente el voltaje aplicado. El piezoeléctrico está conectado al punto medio del puente, así que recibe, en principio, una onda cuadrada que oscila de  $-V_{pot}$  a  $+V_{pot}$ .



**Figura 7.4:** Esquema básico de un puente completo con transistores MOSFET.

Si se considera la utilización del transductor alrededor de la frecuencia de resonancia, puede describirse su comportamiento eléctrico por medio del circuito equivalente mostrado en la Figura 7.2. Este tipo de circuito R-L-C, constituye la carga típica de la familia de convertidores de potencia llamada resonante (Mohan *et al.*, 1989), por lo que un convertidor de este tipo sería perfectamente indicado para excitar un transductor piezoeléctrico. Existe un gran número de topologías resonantes, aunque la más versátil y que ofrece mayores posibilidades es la denominada “puente completo” o “puente en H”. En la Figura 7.4 se muestra el esquema básico de este tipo de convertidor implementado con transistores MOSFET y diodos en antiparalelo, que tiene como fuente primaria de energía una fuente de tensión continua E.

Entre las características más ventajosas del “puente en H” destacan:

1. En primer lugar, la tensión de salida es una forma de onda alterna, prácticamente cuadrada y con un valor pico a pico de  $2E$ . Este punto es precisamente uno de los que hacen atractivo al puente completo, pues existen otras configuraciones que utilizan sólo uno o dos transistores pero que permiten un peor aprovechamiento de la fuente de tensión continua pues el valor pico a pico de la salida es sólo  $E$ .
2. El segundo punto interesante es que la corriente que atraviesa la cerámica piezoeléctrica es también alterna y sinusoidal. Además se observa que la presencia de los diodos en antiparalelo denominados de *free-wheeling* es indispensable para no interrumpir la circulación de la corriente en determinados instantes, en particular durante los tiempos muertos.
3. El último punto destacable es que las conmutaciones de disparo de los transistores se realizan cuando su caída de tensión es prácticamente nula. Esta condición de operación del convertidor se denomina *ZVS (Zero Voltage Switching)* y presenta la ventaja de que no se producen pérdidas de potencia asociadas al proceso de puesta en conducción del MOSFET, limitándose su autocalentamiento y aumentando la frecuencia máxima de trabajo del convertidor.

Hasta aquí se han discutido los aspectos más teóricos o de principio referentes al convertidor DC/AC en puente completo y en condiciones *ZVS* alimentando un resonador piezoeléctrico, pero su implementación requiere una serie de consideraciones prácticas de gran importancia.

Los transistores seleccionados para implementar la etapa de potencia son del tipo *VDMOS (Vertical Double-diffused MOS)*, pues este tipo de componente es capaz de conmutar mucho más rápidamente que sus homólogos en tecnología bipolar. Además, la estructura *VDMOS* presenta de manera natural un diodo interno en antiparalelo que en muchas ocasiones puede ser usado como diodo de *free-wheeling* (Grant *et al.*, 1989). Para controlar los procesos de disparo y de corte de los transistores, es necesario aplicar rápidos cambios de tensión entre 0 y 15 V a la puerta de los mismos. Para ello es necesario cargar y descargar su capacidad parásita con picos de corriente que pueden alcanzar hasta 0,5 A en sólo algunas decenas de nanosegundos de duración. Para realizar esta función se requiere un circuito integrado de control de puerta o *driver*, con una buena respuesta en frecuencia. Es necesario

además aislar galvánicamente la etapa de potencia de la de control. En este diseño se utilizaron con éxito optoacopladores para esta función.

Finalmente, la etapa de potencia necesita de una fuente primaria de energía en forma continua, para proporcionar mayor flexibilidad. Tratándose de un sistema de laboratorio, éste puede ser cualquier fuente externa que no sobrepase los 100 V. Justo a la entrada del puente en H, la tensión continua de potencia debe ser desacoplada con una capacidad que evite un elevado rizado de la misma cuando sea solicitada con picos de corriente elevados. Cada canal constituido por un optoacoplador, un *driver* y un MOSFET está dotado con una fuente de alimentación aislada de 15 V, tensión que aplicada a la puerta del MOSFET proporciona una resistencia en conducción suficientemente baja, así como una buena inmunidad frente a picos parásitos de tensión.

Toda la etapa de potencia ha sido realizada en una misma placa de circuito impreso. Dada la elevada frecuencia de trabajo de los transistores así como de los niveles de corriente que pueden alcanzarse (algunos amperios), su trazado así como la distribución de los elementos han sido realizado cuidadosamente, con el objetivo de minimizar las inductancias parásitas responsables de picos no deseados de voltaje.

### **7.3.2.2 - Etapa de control.**

La etapa de control consta esencialmente de la placa con los circuitos de control y de los mandos de panel frontal que fijan las condiciones de cada prueba. Dicha placa de control está alimentada con una fuente de 5 V pues para implementar las funciones necesarias se han utilizado puertas lógicas CMOS de las familias 74HCXX y 74ACXX capaces de trabajar a las frecuencias exigidas. La generación de los diversos impulsos que darán origen a las señales de control de la etapa de potencia se han confiado a la versión CMOS del conocido *timer* 555 que alcanza los 2 MHz sin dificultad.

El dispositivo 555 es un circuito integrado muy estable cuya función primordial es la de producir pulsos de temporización con una gran precisión y que, además, puede funcionar como oscilador, divisor de frecuencia, modulador de frecuencia, generador de señales triangulares. Sus características más destacables son: la temporización

desde microsegundos hasta horas y los modos de funcionamiento monostable y astable.

Como puede verse, la filosofía de diseño ha sido la de utilizar circuitos integrados discretos y de bajo coste en lugar de microcontroladores, procesadores digitales de señales o circuitos lógicos programables, que requieren costosos sistemas de desarrollo y programación. Ello ha sido motivado por la relativa sencillez de las señales que se deben generar y por la búsqueda de un sistema robusto y fácil de reparar en caso de avería.

El circuito de control funciona de la manera siguiente:

- Dos circuitos *timer* 555 en configuración astable generan la frecuencia de salida y la de repetición de los trenes de onda en función de los potenciómetros correspondientes en el panel frontal. En este modo de funcionamiento astable, se genera una señal de salida con forma de onda cuadrada (o rectangular) continua de ancho predefinido por el diseñador del circuito. Un potenciómetro fija el ciclo de trabajo de la tensión alterna de salida gracias a un tercer integrado 555 en configuración monostable. En este caso el circuito entrega a su salida un solo pulso de un ancho establecido por el diseñador (tiempo de duración).
- Cuando la señal de disparo está al nivel alto de voltaje ( $V_{cc}$ ), la salida se mantiene al nivel bajo (0), que es el estado de reposo. Una vez se produce el flanco descendente de la señal de disparo y se pasa por el valor de disparo, la salida se mantiene al nivel alto ( $V_{cc}$ ) hasta transcurrido el tiempo de duración. Es recomendable, para no tener problemas de sincronización que el flanco de bajada de la señal de disparo sea de una pendiente elevada, pasando lo más rápidamente posible a un nivel bajo (idealmente 0 V) para iniciar la señal de salida. El disparo debería ser puesto nuevamente al nivel alto antes que termine la temporización.
- Unos selectores de panel frontal establecen el número de pulsos que constituirán el tren. Este número en código BDC (*Binario Decimal Codificado*) es comparado en un bloque de comparadores con el número actual de pulsos que se dirigen a la salida de la placa de control, y cuando se alcanza el número preestablecido, se activa un subcircuito que inhabilita la posterior generación de pulsos hasta la ráfaga siguiente.

- Finalmente, a las cuatro señales de control correspondientes a los cuatro transistores de la etapa de potencia se les retrasan los frentes de subida para generar los tiempos muertos que evitan la conducción simultánea transitoria de dos transistores de una misma rama del puente.



**Figura 7.5:** Fotografía del panel frontal del sistema de excitación de resonadores piezoeléctricos con el transductor PZT de 1,668 MHz conectado a la salida.

La Figura 7.5, muestra una fotografía del panel frontal del sistema, donde a parte de los potenciómetros y selectores ya mencionados, se pueden observar los conectores para la fuente de alimentación continua, los de salida de la etapa de potencia con el transductor PZT conectado, unos conectores BNC que proporcionan las señales de control del puente en H y la posibilidad de medir la frecuencia de excitación, e interruptores de disparo de los trenes de onda y de habilitación del sistema en modo de un tren de pulsos único o repetitivo. En resumen, las prestaciones y condiciones de prueba que permite establecer el sistema diseñado son las siguientes:

- Frecuencia de oscilación del tren de impulsos que constituye una ráfaga, entre 500 kHz y 2 MHz.
- Frecuencia de repetición de los trenes de onda entre 1 Hz y 1 kHz.
- Número de pulsos que componen la ráfaga entre 1 y 99.999.
- Elección entre un modo de ráfaga única disparada manualmente o una sucesión repetitiva de los trenes de onda.

### **7.3.2.3 – Etapa de alimentación.**

La placa de alimentación tiene como objetivo extraer de la red de 220 V la energía necesaria de alimentación para las placas de control y de potencia. De esta etapa, se obtienen cinco fuentes de alimentación repartidas como sigue:

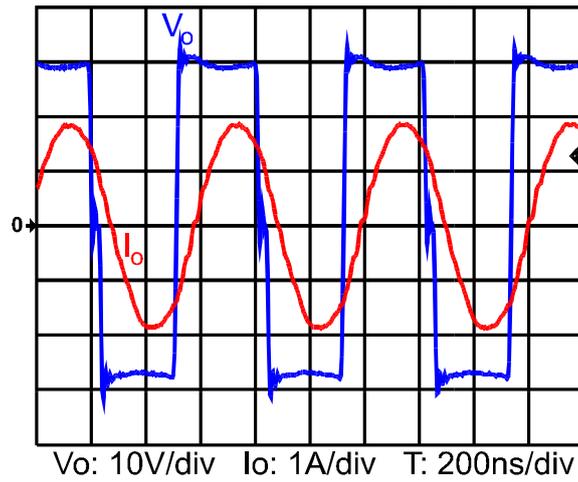
- Una fuente de 5 V para la alimentación de la placa de control
- Cuatro fuentes, cada una de 15 V, para la alimentación de la placa de potencia.

Las cinco fuentes están hechas de la misma manera. Para el diseño se utilizó un regulador lineal de tensión ajustable (LM317), a partir del cual se obtienen los dos valores de voltaje requeridos. Este regulador tiene además, la característica de protegerse y dejar de funcionar cuando circula por él una corriente superior a 1,5 A.

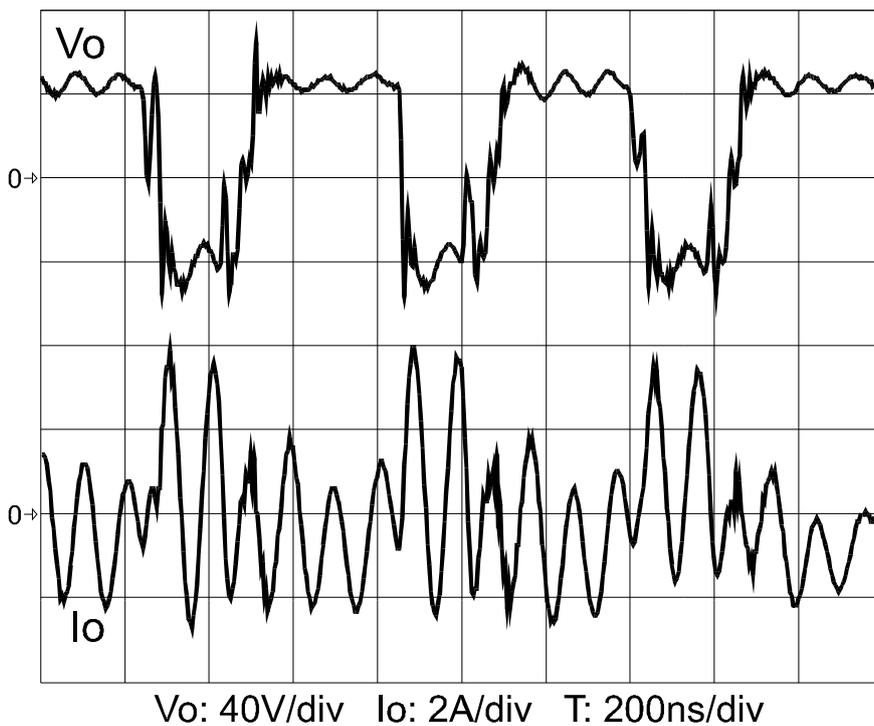
## **7.4 - Resultados experimentales.**

### **7.4.1 - Resultados eléctricos.**

Tras los ensayos de validación funcional del equipo de prueba, los primeros experimentos en carga se realizaron con un circuito R-L-C construido con componentes discretos. Este circuito reproducía el circuito equivalente de la Figura 7.2 para el resonador descrito en el apartado 7.2.1, con una frecuencia de resonancia cercana a 1,7 MHz. En la Figura 7.6 pueden observarse las formas de onda de la señal de voltaje en los bornes de la carga y de la corriente que la atraviesa cuando se aplica un voltaje de excitación con una frecuencia ligeramente superior a la de resonancia. La respuesta del circuito es casi ideal y se comprobó que al añadir la capacidad estática,  $C_0$ , se observa una ligera disminución de los frentes de subida de la tensión y del valor máximo de la corriente, sin mayores consecuencias. En la práctica, los efectos de esta capacidad se pueden minimizar conectándole una inductancia en paralelo para que ambos componentes constituyan un circuito “tapón” a la frecuencia de resonancia nominal de la cerámica.



**Figura 7.6:** Formas de onda con una carga R-L-C pura, reproduciendo el circuito equivalente del resonador piezoeléctrico de 1,668 MHz.



**Figura 7.7:** Formas de onda de tensión y corriente del resonador piezoeléctrico de 1,668 MHz conectado a la salida del equipo de prueba.

Al conectar el resonador piezoeléctrico a la salida de la etapa de potencia con una tensión continua  $E_1 = 45 \text{ V}$ , las formas de onda de la tensión y de la corriente que se obtuvieron, son las de la Figura 7.7. Del análisis de esta figura, se pueden extraer dos conclusiones inmediatas. En primer lugar, la corriente ya no es totalmente

sinusoidal y en segundo lugar, las formas de onda de la tensión no son cuadradas y tienen superpuestas otras oscilaciones de mayor frecuencia. Tras un análisis de los resultados, se concluyó que estos efectos se deben a la excitación de las frecuencias propias de resonancia de orden superior a la nominal, debido a las elevadas velocidades de variación de la tensión de salida. Esta hipótesis fue corroborada al simular con el programa PSPICE el puente completo alimentando al circuito equivalente de la Figura 7.3. La corriente total que atraviesa la cerámica es la suma de las corrientes de cada una de las ramas R-L-C (la nominal de 1,668 MHz, la de 5,46 MHz y la de 15,592 MHz), más la de  $C_o$ , siendo el resultado muy similar a la forma de onda experimental de la Figura. 7.7.

#### **7.4.2 - Medidas del tamaño de gota.**

El sistema de excitación diseñado, se ha denominado con las siglas UAC, proveniente del nombre en inglés “*Ultrasonic Atomizer Controller*”. Por simplicidad, de aquí en lo adelante se hará uso de las siglas para referirse a él. Tras la caracterización eléctrica del sistema, se observó que los modos propios de orden superior que aparecen en la señal no afectan a la capacidad de atomización del equipo, aunque probablemente sí puede disminuir su eficiencia. Así pues, se procedió a un estudio del proceso de atomización con la cerámica PZT y el sistema de excitación diseñado.

Antes de comenzar los experimentos, la frecuencia de salida de la etapa de potencia se ajustó cuidadosamente con la ayuda de un osciloscopio, hasta alcanzar la de resonancia nominal del transductor. Es, bajo estos parámetros, que empieza a observarse la atomización de la masa líquida. Sin embargo, son necesarios un mínimo de 10.000 pulsos para iniciar la formación de gotas con tensiones continuas aplicadas entre 10 y 60 V, que corresponden a tensiones pico a pico de entre 20 y 120 V respectivamente. Por debajo del valor mínimo tan sólo se observa la perturbación de la superficie del líquido con ondas de muy baja amplitud. Otro parámetro que conviene ajustar a valores cercanos al 50% es el ciclo de trabajo de la tensión alterna de salida, pues de otro modo se pierde rápidamente eficacia en la atomización. Teniendo en cuenta estos puntos, el equipo UAC se empleó en ensayos de medida de tamaño de

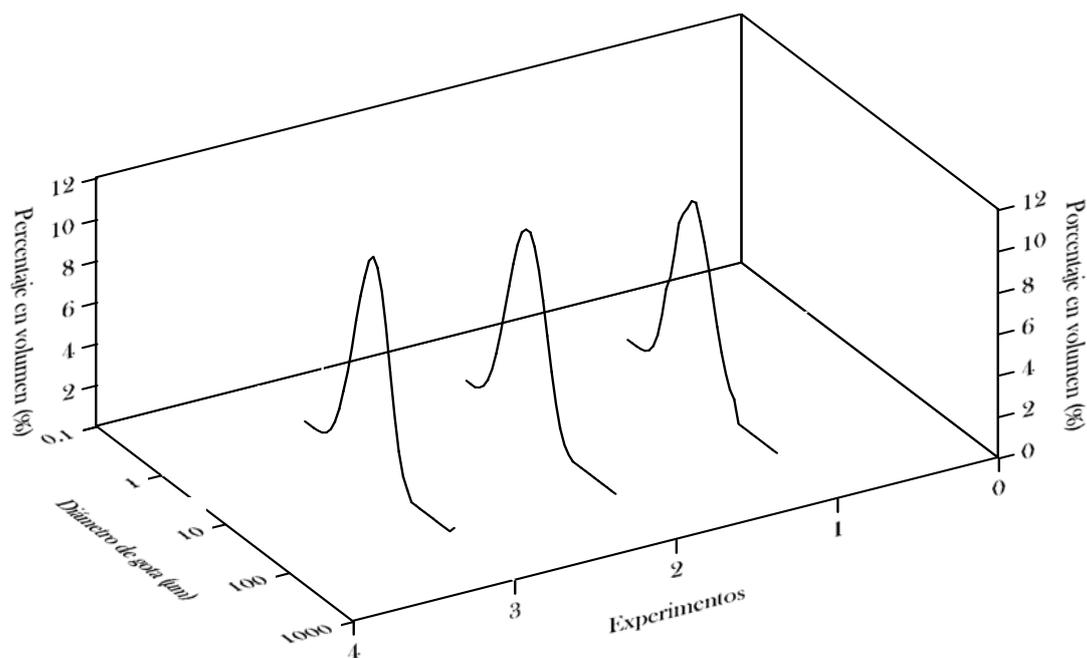
gota, utilizando para ello el mismo sistema de difracción láser Malvern MasterSizer descrito en el capítulo 5.



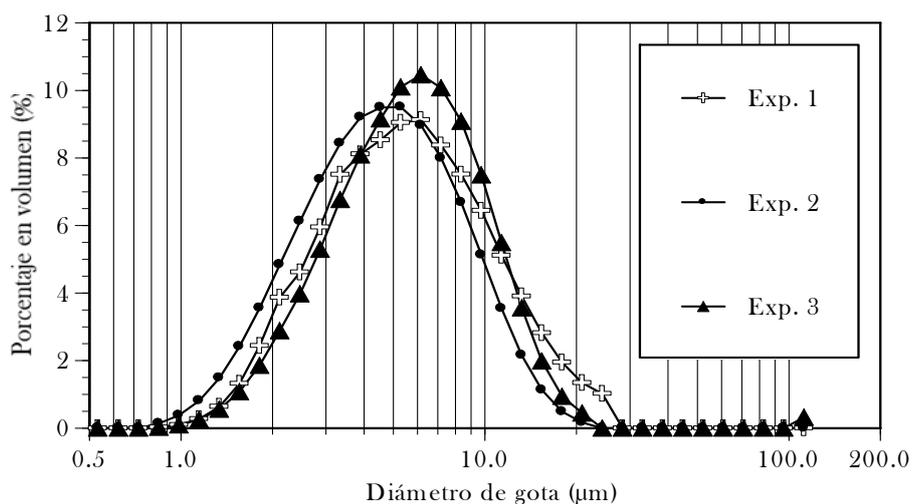
**Figura 7.8:** Fotografía del equipo de excitación de resonadores piezoeléctricos, integrado en un sistema de medida de tamaño de gota por difracción láser.

Una foto del montaje experimental se puede ver en la Figura 7.8. La fuente externa de voltaje utilizada es la misma descrita ya en el epígrafe 4.4.3.1, empleada en los experimentos de visualización y en los de difracción descritos en los Capítulos 4 y 5. Esta fuente es regulable mediante dos potenciómetros de ajuste grueso y fino, y suministra un voltaje máximo de 60 V y una corriente máxima de 3 A. Sin embargo, para no debilitar rápidamente los transductores piezoeléctricos y poder utilizarlos en varios ensayos experimentales, en las medidas de tamaño de gotas, no se ha excedido el valor de 45 V como voltaje de excitación.

Una de las características generales del proceso de atomización observadas con este nuevo sistema de excitación de transductores y de generación de pulsos, es que el inicio del proceso de atomización se produce con un voltaje de excitación muy inferior al umbral del sistema de excitación continua descrito en el capítulo 4. Con tan sólo 3 V aproximadamente, el disco transductor empieza a vibrar. Esta vibración es fácilmente detectable al excitar una pequeña gota de agua en la superficie del transductor. A medida que se aumenta el voltaje de excitación, la amplitud de vibración del conjunto disco-agua crece, y al llegar a los 8 V, se empiezan a apreciar las primeras gotas atomizadas.



a)



b)

**Figura 7.9:** Distribución volumétrica de tamaños de gotas generadas por el UAC excitado con un voltaje de entrada de 10 V. a) representación en 3-D, b) representación en 2-D.

Al excitar un volumen de líquido de 0,5 ml aproximadamente con un voltaje de 10 V el proceso de atomización observado es estable y la distribución de tamaño de gotas es bastante estrecha y uniforme. Los resultados se muestran en las Figuras 7.9 a) y b). Las medidas de las 3 curvas de distribución de tamaño de gotas se realizaron separadamente en tres distintos experimentos, pero manteniendo siempre una cantidad fija de agua (0,5 ml) sobre la membrana vibrante del transductor excitada con un

voltaje de 10 V. El diámetro medio volumétrico calculado en los tres casos se sitúa alrededor de 3,5  $\mu\text{m}$ . Este valor está perfectamente en el rango de tamaño idóneo de las gotas, recomendado para la inhalación de medicamentos.

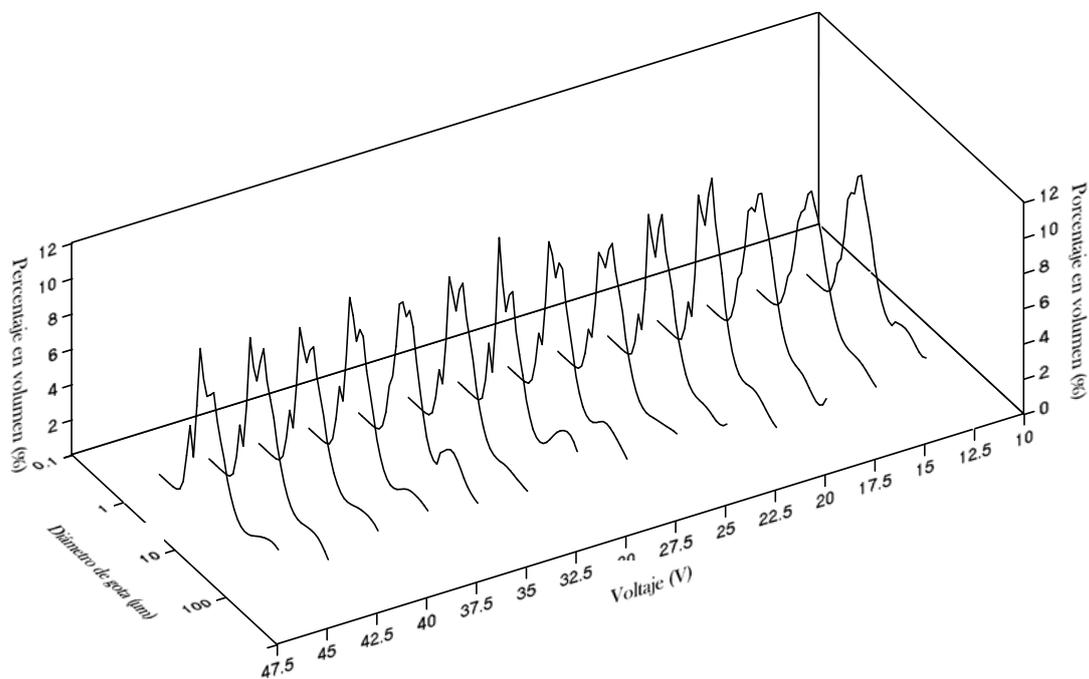
El hecho de que se produzca la atomización del líquido en gotas tan finas con un voltaje de excitación tan bajo es muy prometedor, pues abre una vía para reducir el consumo tan alto que tiene el sistema. De esta forma, podría sustituirse la fuente externa de alimentación por una batería que, incluso, podría ser recargable. Esto a su vez permitiría diseñar y construir, por ejemplo, pequeños prototipos portátiles de inhalación de medicamentos. En todo caso, es preciso mencionar que el voltaje umbral es dependiente de la cantidad de líquido depositado sobre la membrana del transductor. Como el sistema de excitación de transductores piezoeléctricos UAC está concebido en principio para emplearlo en generación de gotas finas de medicamentos para la terapia de inhalación, los volúmenes de líquido que se manejan son muy pequeños y por tanto el voltaje umbral adecuado para la atomización puede ser incluso inferior a 10 V.



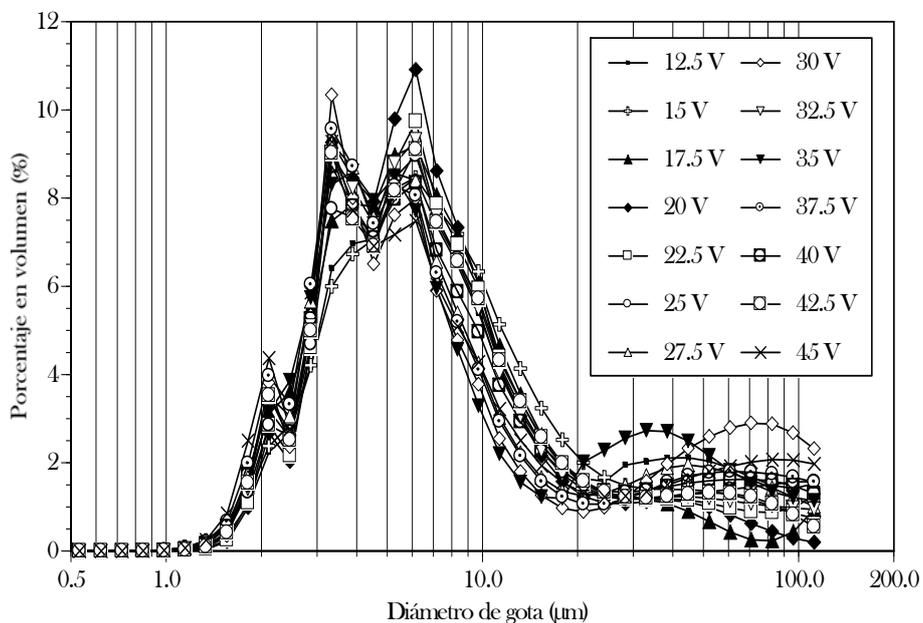
**Figura 7.10:** Nube de gotas generadas por el transductor piezocerámico excitado con el sistema pulsado UAC.

En la figura 7.10, se muestra una foto en la cual se observa el transductor piezocerámico en pleno proceso de atomización, forzado con el sistema pulsado de excitación. El proceso de nebulización se desarrolla de forma estable. Para las condiciones experimentales seleccionadas no se observan salpicaduras de gotas

gordas. El flujo de gotas se parece al humo de cigarro y, debido a su pequeño tamaño, no llega a mojar la mano. El fondo negro de la foto permite visualizar con claridad la nube uniforme de gotas finas, sobre la cual se realizan las medidas.



a)



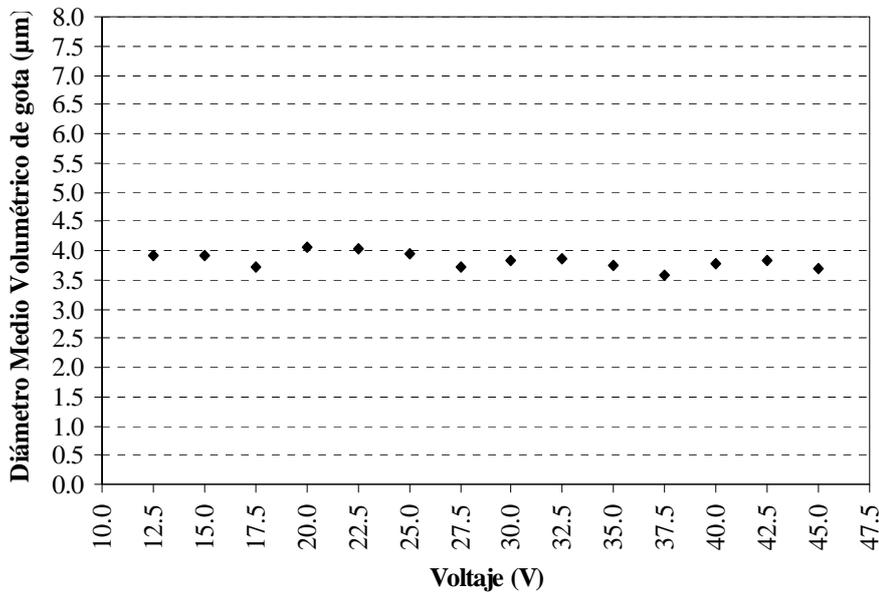
b)

**Figura 7.11:** Curvas de distribución volumétrica de tamaños de gotas generadas con el nuevo sistema de excitación. a) representación 3D, b) representación 2D.

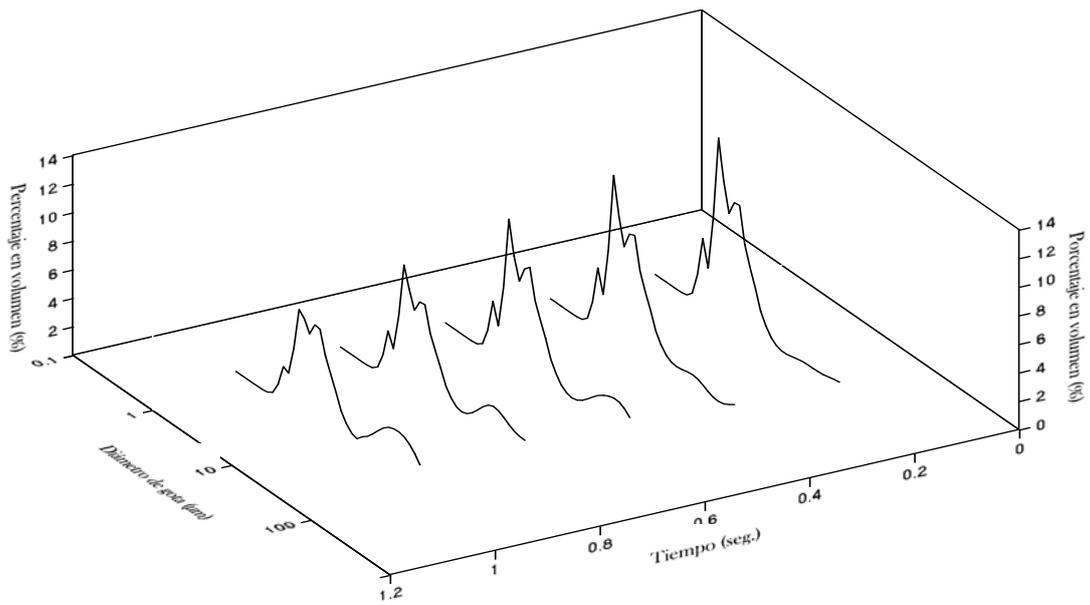
Para analizar la variación de la distribución de tamaños de gotas en función del voltaje, se ha atomizado un volumen constante de agua aplicando distintos valores de voltaje de excitación. Los resultados obtenidos se representan en las Figuras 7.11 a) y b). La Figura 7.11 a) muestra la representación en 3D (3 dimensiones) de la distribución de los diámetros de gotas en función del voltaje de excitación desde 12,5 V hasta 45 V. En la Figura 7.11 b), sin embargo, las curvas están representadas en 2D para poder apreciar mejor los valores de los puntos máximos. Como se puede observar, se mantienen la estrechez y la uniformidad de las distribuciones.

Con el nuevo sistema de excitación, se ha calculado el diámetro medio volumétrico ( $D_{30}$ ) y estudiado su comportamiento con respecto al voltaje de excitación.

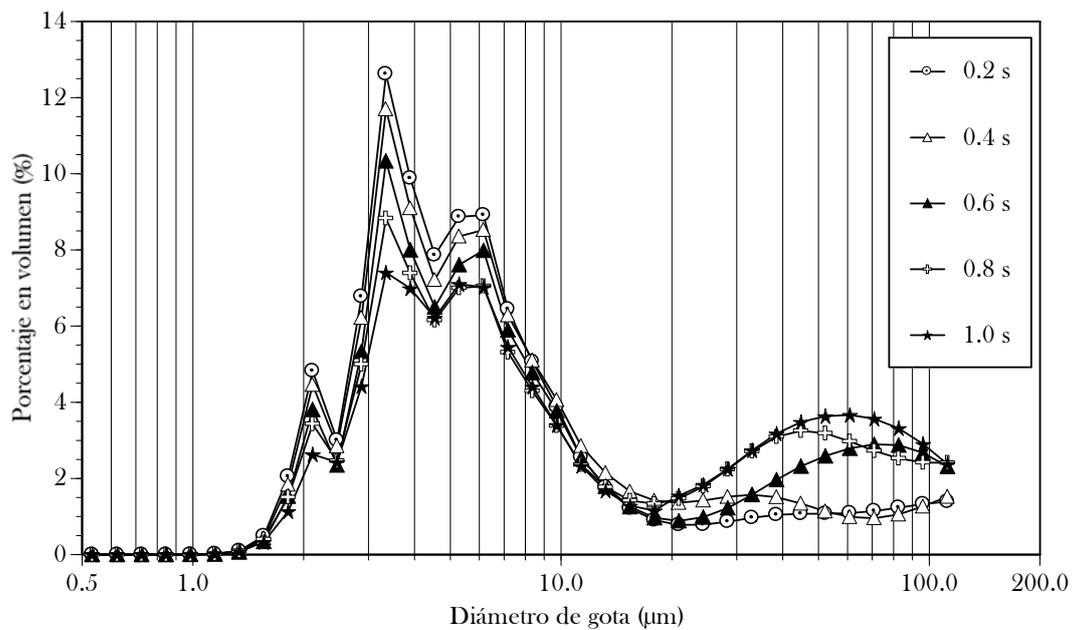
Los resultados obtenidos se representan en la Figura 7.12. De esta figura se deduce que el diámetro medio volumétrico se mantiene prácticamente constante con respecto al voltaje. El hecho de que el  $D_{30}$  permanezca constante cuando varía el voltaje de excitación significa que el tamaño de las gotas generadas no depende de la magnitud de la fuerza de excitación. Estos resultados corroboran los ya obtenidos en el Capítulo 5 con el sistema de excitación continuo.



**Figura 7.12:** Variación del diámetro medio volumétrico  $D_{30}$  en función del voltaje de excitación del UAC.



a)



b)

**Figura 7.13:** Evolución temporal de la distribución de tamaño de gotas generadas por la atomización de una pequeña cantidad fija de agua utilizando el UAC y excitando el transductor con un voltaje de 30 V.

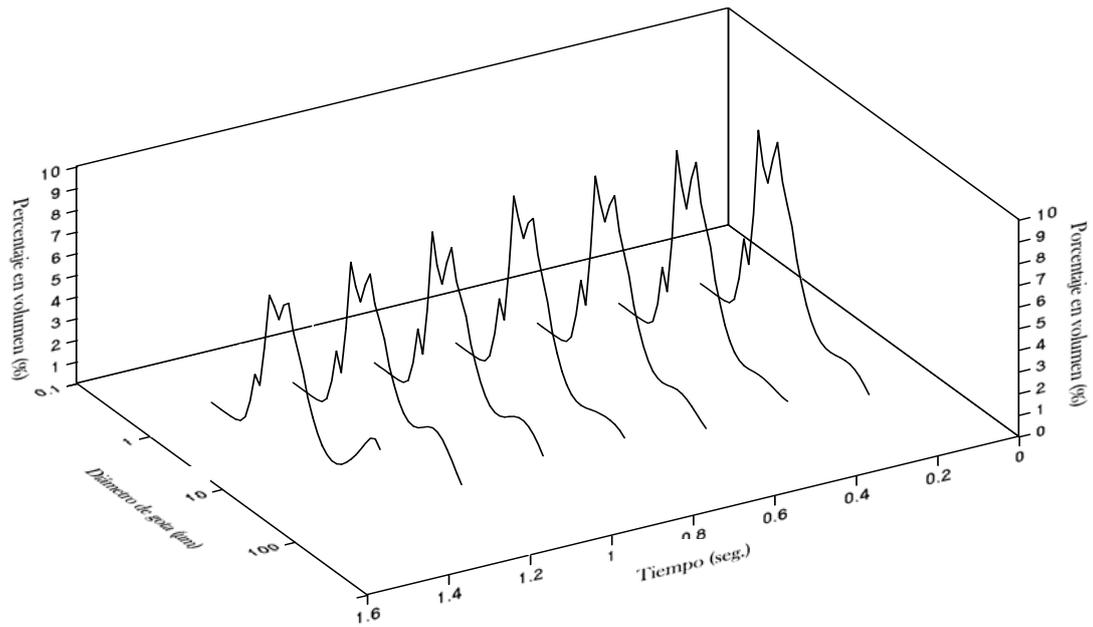
Por otra parte, se ha analizado la evolución temporal del proceso de atomización ultrasónica al emplear el sistema de excitación UAC. Para eso, se depositó sobre el transductor una cantidad inicial fija de agua, permitiéndose su

completa atomización y midiendo la distribución de tamaño de gotas cada intervalo de tiempo de 0,2 s. Los resultados de este estudio pueden observarse en las representaciones gráficas de las Figuras 7.13 (a y b) y 7.14 (a y b), que corresponden a voltajes de excitación de 30 y 42,5 V respectivamente.

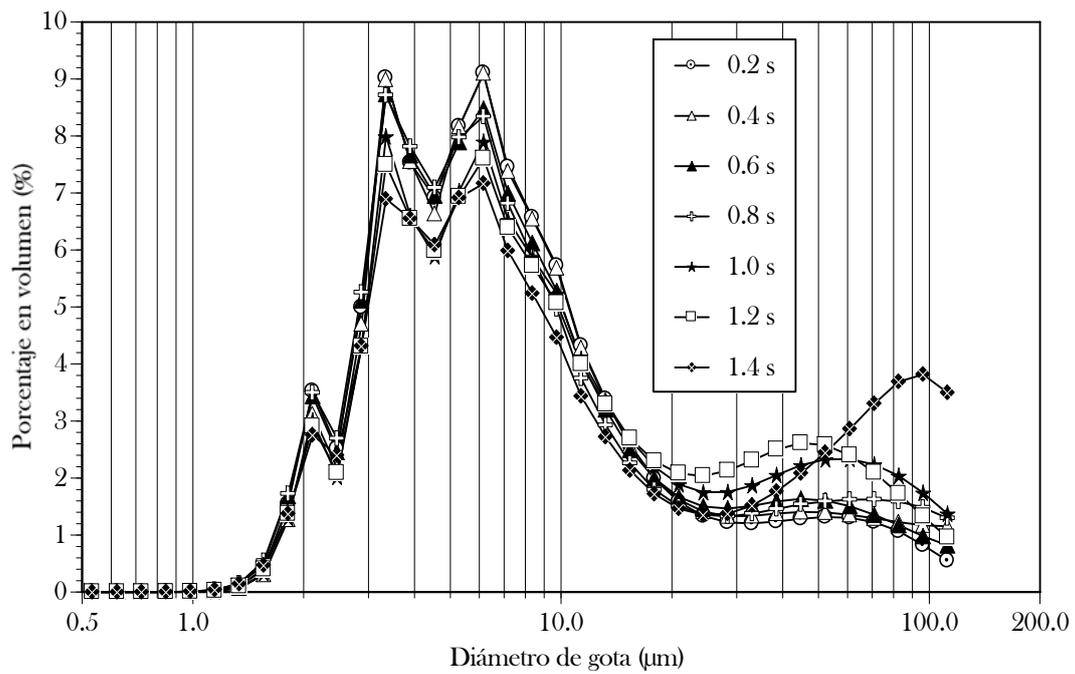
Analizando las Figuras 7.13 a) y b) y 7.14 a) y b), la evolución temporal del proceso de atomización ultrasónica revela un cambio en las condiciones de nebulización. En todas las curvas de distribución, existen 4 picos: el primer pico se localiza muy cerca de 2  $\mu\text{m}$ , el segundo en 3,3  $\mu\text{m}$ , el tercero en 6  $\mu\text{m}$  y el pico final está localizado en el intervalo de 40 a 60  $\mu\text{m}$ . A medida que transcurre el tiempo, los 3 picos iniciales disminuyen sus alturas mientras que el último pico crece. Es decir que el volumen de gotas finas disminuye y aumenta el de las gotas más grandes. Como ya se sabe, los estudios de visualización (Capítulo 4) han avalado que la aparición de gotas grandes en las etapas finales de la atomización se debe al cambio de curvatura de la superficie libre del líquido. Se comprobó también de estos estudios de visualización que el proceso de atomización ultrasónica se manifiesta de manera violenta con muchas salpicaduras cuando el líquido depositado sobre el transductor se va acabando, y a partir de ahí aparecen trenes de gotas grandes. Los estudios de difracción revelan que el tamaño de estas gotas grandes es superior a las 40  $\mu\text{m}$ .

Los resultados obtenidos sobre la evolución temporal del tamaño de gotas producidas por atomización con el nuevo sistema de excitación de piezoeléctricos se asemejan bastante a los obtenidos previamente con el sistema de excitación continua empleado en los sistemas comerciales de los humidificadores de aire.

Para valorar de cierta manera la eficacia del nuevo sistema de excitación de transductores ultrasónicos con respecto al sistema comercial, se realizó un estudio comparativo tomando como parámetro de control el diámetro medio volumétrico (VMD) de distribución de las gotas generadas por cada sistema excitado con distintos voltajes. El transductor empleado en los estudios experimentales es el mismo en los dos casos. Se tuvo especial cuidado en garantizar que las condiciones experimentales también fuesen las mismas. Los resultados obtenidos se ilustran gráficamente en la Figura 7.15.



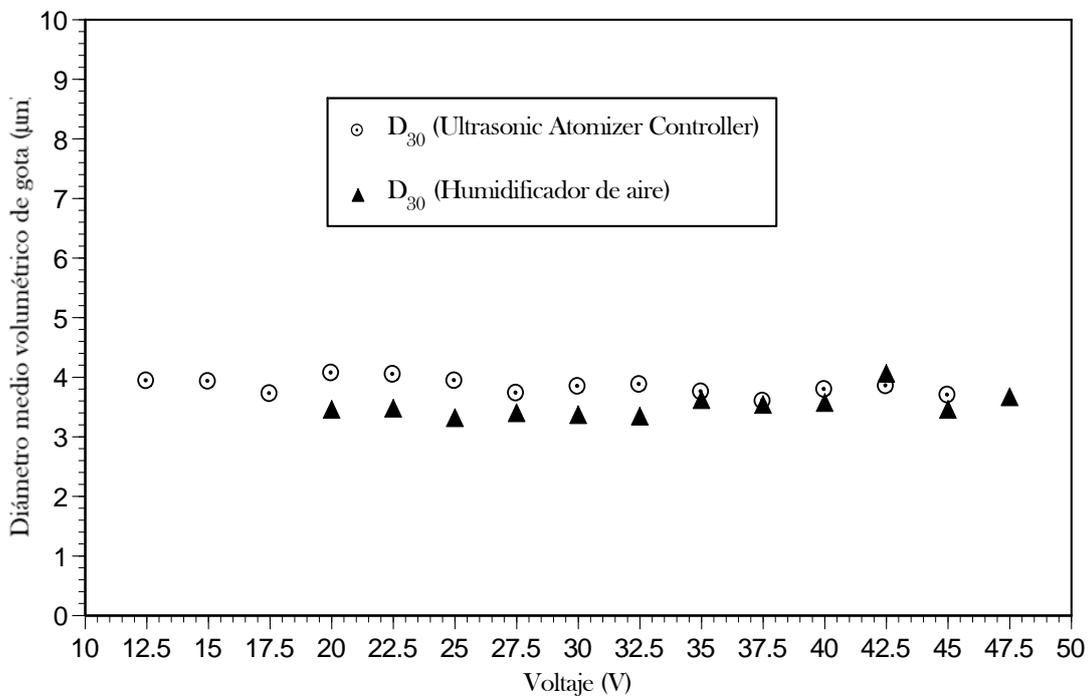
a)



b)

**Figura 7.14:** Evolución temporal de la distribución de tamaño de gotas generadas por la atomización de una pequeña cantidad fija de agua utilizando el UAC y excitando el transductor con un voltaje de 42,5 V.

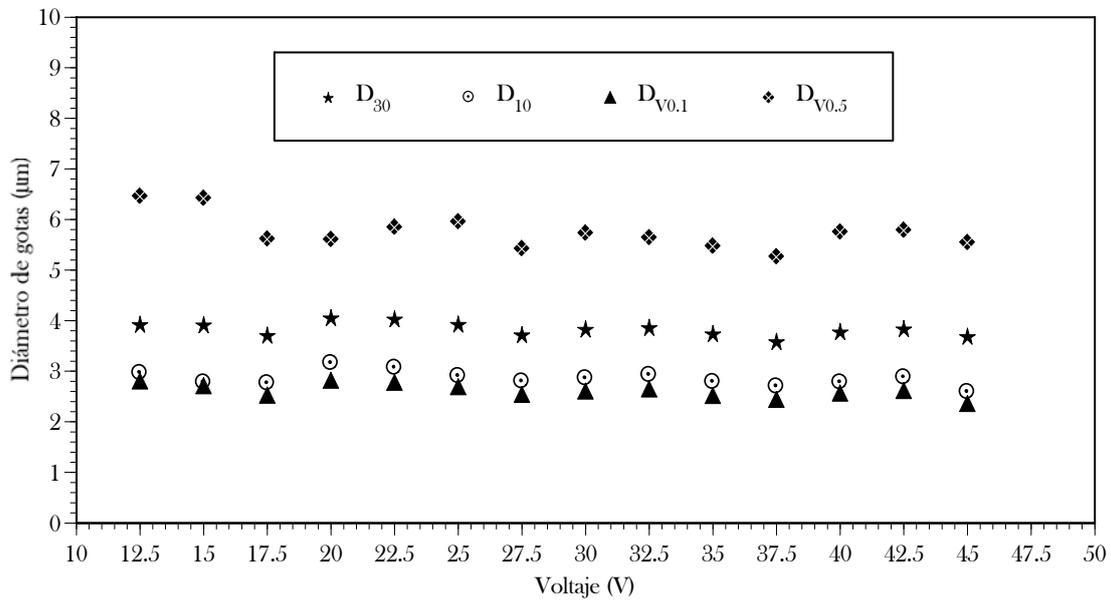
Como se aprecia, el diámetro medio volumétrico obtenido con el nuevo generador de pulsos es ligeramente superior al obtenido con el antiguo sistema de excitación. Al parecer, el sistema de excitación empleado en el humidificador de aire genera gotas más finas que el nuevo diseñado; pero la diferencia entre los tamaños de gotas generadas por uno u otro sistema no es significativa. Ambos diámetros medios volumétricos (VMD) están en el rango de tamaños de gotas recomendadas para la terapia médica de inhalación (tamaños inferiores a  $5 \mu\text{m}$ ). Lo importante es que con el nuevo generador de pulsos, se inicia un proceso de atomización estable con un voltaje de excitación muy bajo ( $10 \text{ V}$  aproximadamente); mientras que con el sistema de excitación empleado en el humidificador de aire, este voltaje umbral es superior a  $15 \text{ V}$ .



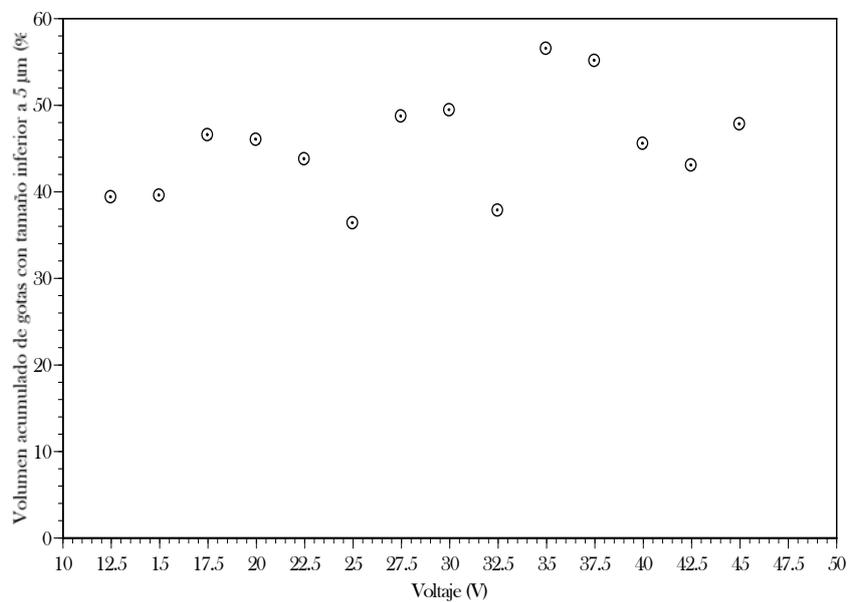
**Figura 7.15:** Comparación del diámetro medio volumétrico (VMD o  $D_{30}$ ) entre los dos sistemas de excitación: el empleado en el humidificador y el diseñado (Ultrasonic Atomizer Controller).

Un análisis de los resultados obtenidos similar al realizado en el Capítulo 5, permite calcular algunos parámetros estadísticos de las distribuciones de tamaño de gotas en función del voltaje de excitación. Los diámetros medio aritmético ( $D_{10}$ ) y medio volumétrico ( $D_{30}$ ), basados en número de gotas son representados en la Figura

7.15, al igual que los percentiles volumétricos de 10% ( $D_{v0,1}$ ) y 50% ( $D_{v0,5}$ ). El valor de estos parámetros estadísticos con respecto al voltaje de excitación, es prácticamente constante.



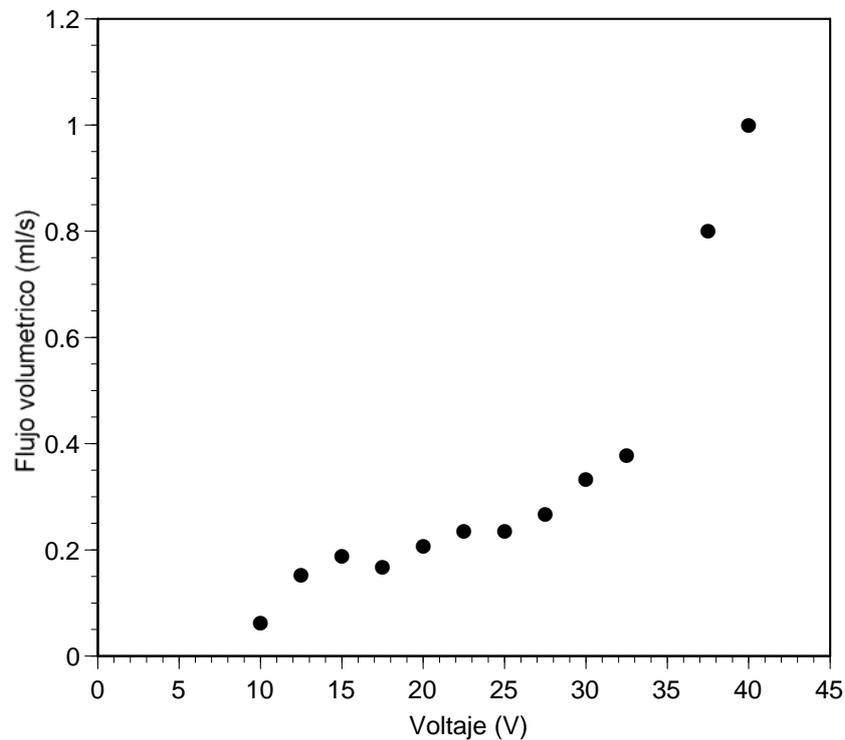
**Figura 7.16:** Variación de los diámetros  $D_{30}$  y  $D_{10}$  y de los percentiles  $D_{v0,1}$  y  $D_{v0,5}$  en función del voltaje de excitación del UAC.



**Figura 7.17:** Fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a 5 µm como función del voltaje de excitación en una atomización estacionaria con el UAC.

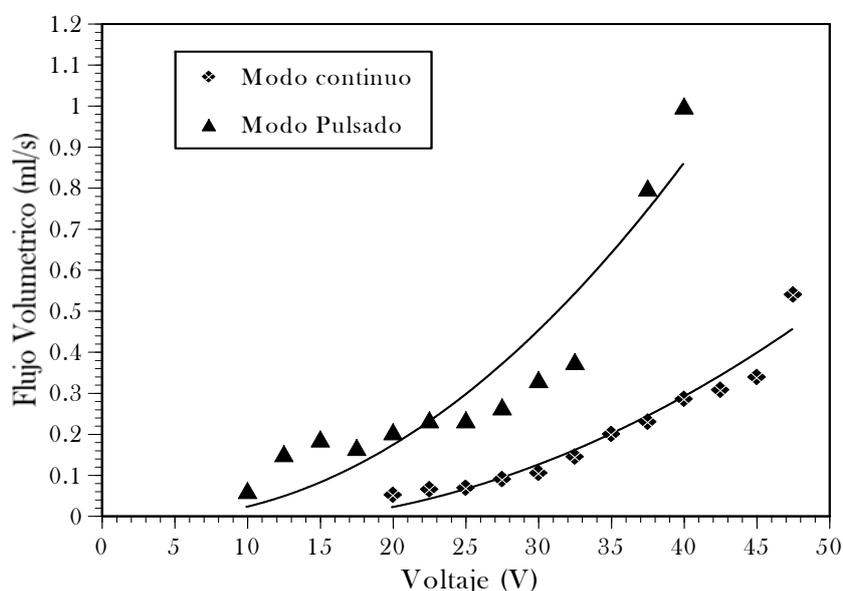
Es notable el hecho de que en este sistema, el valor del percentil de 50% ( $D_{v0,5}$ ), salvo para los dos primeros puntos de la Figura 7.16, sea menor de  $6 \mu\text{m}$  para todos los voltajes de excitación experimentados.

Como ya se ha planteado, para determinar si el dispositivo nebulizador con el sistema de excitación UAC, es admisible para el tratamiento de enfermedades broncopulmonares, se requiere normalmente que un mínimo de 30% del volumen total de las gotas generadas tenga un tamaño inferior a  $5 \mu\text{m}$ . Por tanto, la “fracción de volumen de gotas con diámetros inferiores a  $5 \mu\text{m}$ ” continua siendo un parámetro muy importante de la distribución. El comportamiento de este percentil, utilizando el sistema de excitación UAC para realizar la atomización, se muestra en la Figura 7.17. Como se ve, para todos los voltajes examinados, las gotas con tamaños inferiores a  $5 \mu\text{m}$  representan más del 30% del volumen total de líquido atomizado, incluso en la mayoría de los casos superan el 40%. De acuerdo con estos resultados, se puede afirmar que el equipo diseñado es adecuado para ser empleado en estas aplicaciones médicas.



**Figura 7.18:** Variación del flujo volumétrico en función del voltaje de excitación del UAC.

Se ha realizado también la medida del flujo volumétrico de líquido atomizado en función del voltaje de excitación. Los resultados obtenidos se representan en la Figura 7.18. Se puede observar que, contrariamente a la independencia del diámetro de las gotas, el flujo de líquido atomizado es controlado por el voltaje de excitación. Se nota claramente que a mayor voltaje, el flujo volumétrico de líquido atomizado es mayor. Para el sistema de excitación UAC, la tendencia del comportamiento del flujo volumétrico con respecto al voltaje es similar a la obtenida con el sistema de excitación del humidificador de aire (ver Figura 4.17). En ambos casos, un comportamiento potencial se ajusta fielmente a los datos experimentales.

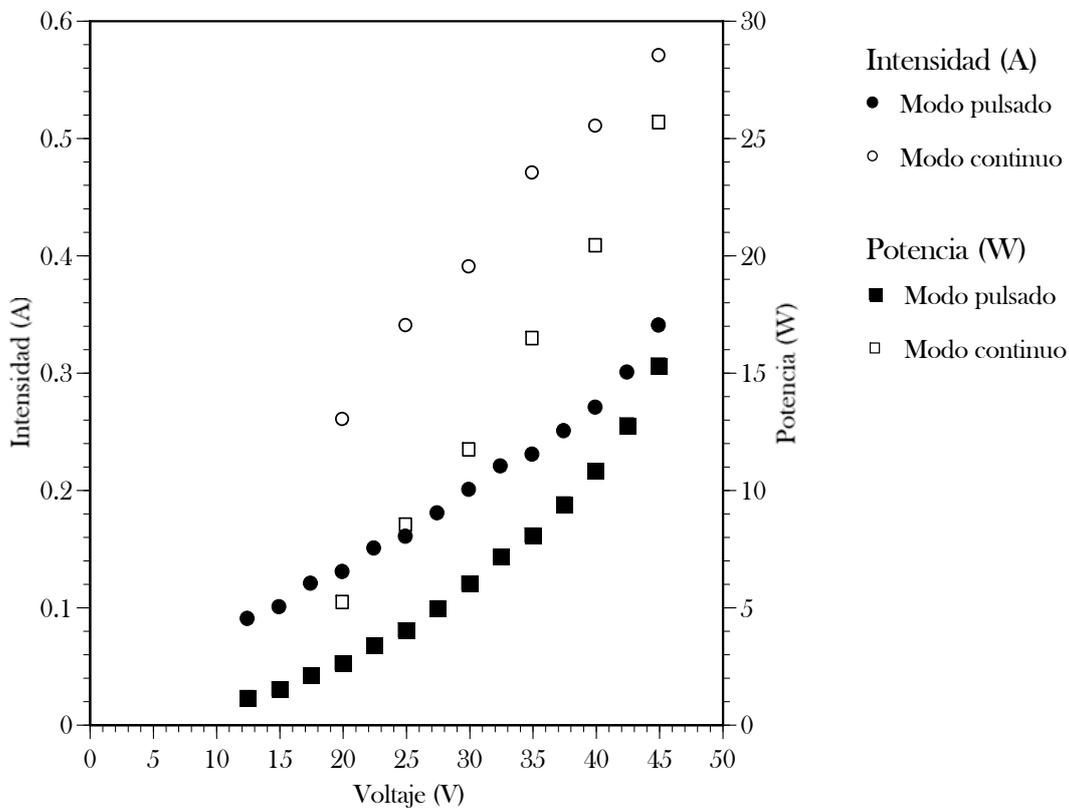


**Figura 7.19:** Estudio comparativo de los modos de excitación (continua y pulsada) analizando el umbral de atomización y el flujo volumétrico de líquido atomizado en función del voltaje.

Hasta ahora, se ha observado que el tamaño de las gotas generadas es independiente de la amplitud de excitación y que la tasa de atomización se incrementa con el voltaje sea cual sea el sistema de excitación utilizado: modo continuo o modo pulsado. Se ha representado en una misma gráfica (Figura 7.19), el comportamiento del flujo volumétrico de líquido atomizado en función del voltaje en uno y otro caso, para poder hacer la comparación de los dos sistemas de excitación. Se nota que el modo pulsado genera mayor cantidad de gotas a un voltaje dado que el modo continuo de excitación, y además, el voltaje de iniciación del proceso de atomización es menor

con el modo pulsado que con el modo continuo. La explicación de esta situación puede hacerse de la siguiente manera:

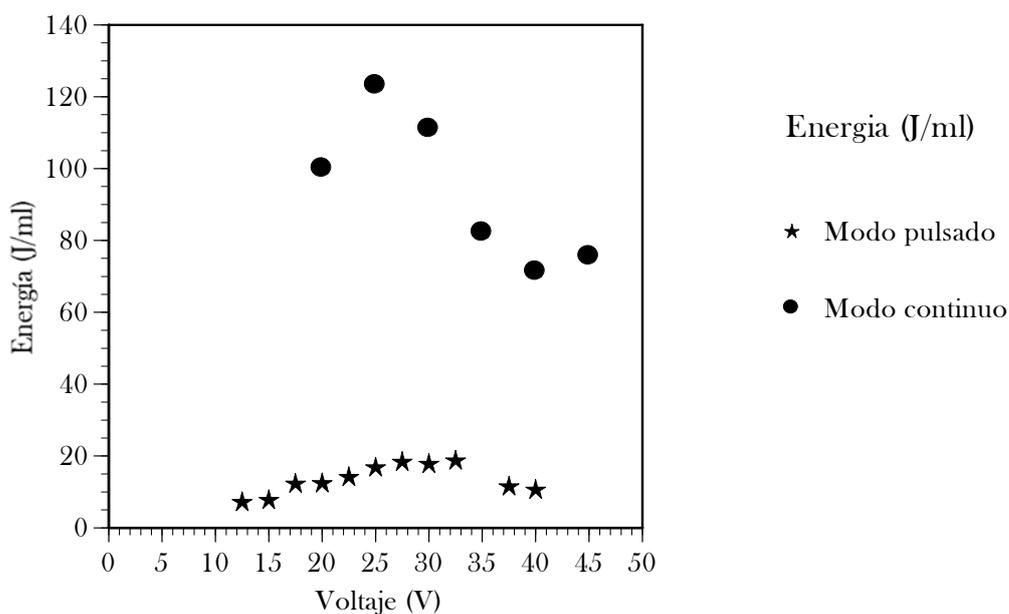
Se sabe que el sistema de excitación continua, empleado en los estudios anteriores, consiste en un generador de ondas sinusoidales de frecuencia fija y cuya amplitud varia de 0 a +V para un voltaje dado V. Con el nuevo sistema pulsado de excitación utilizado en el presente estudio, se puede forzar el disco piezocerámico con la frecuencia deseada y la amplitud de las ondas generadas varia de -V a +V, es decir que la amplitud de forzado es de 2 V. Es evidente que la optimización de la energía suministrada al transductor contribuye a incrementar el flujo de líquido atomizado y disminuye el mínimo voltaje con que se inicia el proceso de atomización.



**Figura 7.20:** Intensidad de corriente y potencia necesarias para la atomización en función del voltaje de excitación. Se comparan los dos modos de excitación utilizados en este estudio.

La fuente de alimentación utilizada permite registrar a la vez tanto el voltaje (V) así como la intensidad de la corriente (I) entregada al sistema de excitación. Con estos dos parámetros se ha calculado la potencia total (P) entregada a ambos sistemas

de excitación, empleando la fórmula  $P = V \times I$ . El incremento del voltaje de excitación resulta también en un incremento de la corriente consumida, y por consiguiente, de la potencia. La Figura 7.20 muestra el comportamiento simultaneo de la corriente y de la potencia entregada cuando se va aumentando el voltaje para ambos sistemas de excitación. Se observa también aquí que el nuevo sistema (UAC) resulta ser el más eficiente. Para el sistema pulsado, se necesita alrededor de 15 W para un voltaje de excitación de 45 V mientras que para excitar el transductor con este mismo voltaje utilizando el sistema continuo, hacen falta aproximadamente 26 W.



**Figura 7.21:** Energía necesaria para atomizar 1 ml de agua en función del voltaje de excitación. Se comparan los dos modos de excitación utilizados en este estudio.

Estos resultados obtenidos del análisis energético hacen aconsejar la conveniencia de atomizar con los voltajes de excitación más bajos posible. No obstante, se debe de combinar este razonamiento con los valores de flujo volumétrico de líquido atomizado. La energía total necesaria para atomizar 1 ml de agua se representa gráficamente en la Figura 7.21 para los dos modos de excitación del transductor estudiados en el presente trabajo. Para obtener esta energía, se ha dividido la potencia necesaria para la atomización (representada en la Figura 7.20) por el flujo volumétrico de líquido atomizado.

Como se ve, una vez más el modo pulsado de excitación del transductor sigue siendo el más eficiente en comparación con el modo continuo. Para los dos casos, la energía es baja en las etapas iniciales y finales del proceso de atomización para el rango de voltaje ensayado, y entre los puntos extremos de este rango existe un punto de máximo de energía. Analizando los resultados, se puede aconsejar el uso de cualquiera de los dos extremos del rango de voltaje de excitación ensayado. La elección de uno u otro dependerá de la aplicación a que se destina el método de atomización ultrasónica. El extremo inferior está limitado por el mínimo voltaje de excitación necesario para llevar a cabo la atomización, y para algunas aplicaciones, por el mínimo caudal necesario o por el tiempo máximo de atomización permitido (por ejemplo para disparo unitario de inhalación). El extremo superior será limitado por la potencia instantánea que puede entregar la fuente de alimentación y por el sobrecalentamiento del disco piezocerámico que pueda conducir a exceder su punto de Curie.

En cualquier caso, sería mejor poder estimar la potencia y la energía mínima necesarias para el proceso de atomización. La energía superficial para un número  $N$  de gotas de diámetro  $D$  es:

$$E = N\sigma\pi D^2 \quad (7.2)$$

donde  $\sigma$  es la tensión superficial del líquido atomizado. Considerando un volumen total  $V$  a atomizar de 1 ml, y un voltaje de excitación de 30 V, el diámetro medio sería aproximadamente 3  $\mu\text{m}$ , y de acuerdo con la ecuación (7.2), la energía de superficie  $E$  sería de 0,144 J. Para este voltaje, el caudal atomizado,  $Q$ , es, aproximadamente de 0,3 ml/s. Teniendo en cuenta que la potencia necesaria para generar la energía superficial de un volumen líquido  $V$  que fluye con un caudal  $Q$  es

$$P = \frac{EQ}{V} \quad (7.3)$$

en estas condiciones únicamente se requieren unos 0,043 W para generar las gotas. De acuerdo con la Figura 7.20, la potencia necesaria es aproximadamente 6 W para el sistema de excitación pulsada. La baja velocidad de desprendimiento de las gotas, 10-20 cm/s según los estudios de velocimetría (Capítulo 6) hace que la contribución de la energía cinética sea despreciable. Por consiguiente, para este caso particular, menos

del 1% de la potencia suministrada es utilizada efectivamente en la nebulización del volumen líquido.

En realidad, en el proceso de transmisión de energía de la fuente de alimentación (la fuente de tensión) al transductor piezoeléctrico, se producen muchas pérdidas. Estas pérdidas se deben a reflexiones múltiples en el fluido atomizado, a fenómenos no lineales, a excitación de armónicos indeseados, al calor disipado en forma de calor en la resistencia del circuito equivalente del transductor, etc. Parte de estas podrían, seguramente, minimizarse, por ejemplo añadiendo una inducción en paralelo con el transductor.

### **7.5 - Conclusiones parciales.**

En este trabajo, como fruto de la colaboración con investigadores del CNM de Barcelona, se ha diseñado, construido y caracterizado un sistema flexible de excitación pulsada. El mismo presenta la posibilidad de variar la frecuencia de la onda impuesta y el voltaje de excitación, así como conocer en todo momento la corriente que circula por el circuito. El sistema está pensado para funcionar en modo ráfaga, excitando al piezoeléctrico con un número determinado de pulsos, evitando así su autocalentamiento y consiguientemente los cambios de modos de oscilación e incluso la despolarización de la cerámica. La configuración y el uso del sistema resultan muy sencillos, es prácticamente autónomo (requiriendo tan sólo una fuente de alimentación externa), muy robusto, de bajo coste y de fácil mantenimiento, pues se basa en circuitos y componentes estándares.

Se ha comprobado que las rápidas variaciones de voltaje que se producen a la salida del convertidor excitan las frecuencias propias de orden superior de la cerámica y la corriente, que en un principio debía ser sinusoidal, es en realidad la superposición de, por lo menos, tres componentes armónicas. Todo ello no impide en absoluto que el transductor atomice correctamente, lo que se ha puesto de manifiesto durante los ensayos de medida de tamaño de gota realizados con un difractor láser y utilizando un disco de cerámica PZT con una frecuencia de resonancia de 1,668 MHz. Se ha podido estudiar la influencia de algunos parámetros de prueba como el número mínimo de pulsos necesarios para iniciar la atomización (10.000), la frecuencia de excitación (la de resonancia es, evidentemente, la óptima), el ciclo de trabajo (50% es

el valor óptimo) y la tensión pico a pico aplicada al resonador (10 V como mínimo). Se observó que la distribución del tamaño de gota no varía con la tensión aplicada, pero la forma de las curvas sí cambia con el tiempo aunque siempre existe un máximo situado en el intervalo de 3 a 6  $\mu\text{m}$  de diámetro.

El sistema de excitación pulsada del transductor piezocerámico resulta muy eficiente en comparación con el sistema de excitación continua. En igualdad de condición, el voltaje mínimo para iniciar el proceso de atomización es menor para el sistema de excitación pulsada que para el sistema de excitación continua. Aunque el diámetro medio de las gotas generadas por los dos sistemas es casi igual, cabe resaltar que a un mismo voltaje de excitación, el caudal de líquido atomizado con el sistema de excitación pulsada es muy superior al del sistema de excitación continua. Además, la potencia y la energía necesarias para atomizar 1 ml de agua con una fuerza de excitación dada, son menores para el sistema de excitación pulsada que para el de excitación continua.

Si en los capítulos anteriores se había recomendado el uso del método de atomización ultrasónica para la administración de fármacos para el tratamiento de enfermedades broncopulmonares, es evidente recomendar también el nuevo sistema de excitación pulsada (UAC) para este mismo fin, ya que sus prestaciones son mucho mejores.



## CAPÍTULO 8

### CONCLUSIONES GENERALES Y RECOMENDACIONES.

#### 8.1 - Conclusiones.

Se ha realizado un estudio experimental del comportamiento de un dispositivo de atomización ultrasónica para la producción de gotas microscópicas. El diseño se ha realizado con el propósito final de evaluar sus posibilidades como sistema de dosificación y suministro de fármacos por inhalación. Por ello, los análisis se han realizado para frecuencias de forzado en el rango de MHz, y observando la producción de gotas de unas pocas micras de diámetro. Un estudio de estas características es novedoso, porque habitualmente todos los trabajos realizados con anterioridad se limitaban a forzados inferiores al centenar de kHz, con transductores de mayor tamaño, y con generación de gotas de decenas de micras. Desgraciadamente, y a tenor de los resultados obtenidos en esta tesis, no parece cierto que las conclusiones de los trabajos previos sean extrapolables a la situación de forzado a altas frecuencias. Las condiciones específicas del presente trabajo han obligado a una serie de consideraciones, como ha sido la utilización de sistemas ópticos de gran aumento.

Se ha realizado una revisión exhaustiva de la bibliografía existente sobre la atomización ultrasónica, lo que puso de manifiesto las discrepancias sobre cuál es el principal mecanismo físico que controla este fenómeno. Las correlaciones encontradas en la literatura para la predicción de tamaño de gotas presentan muchas divergencias. Un número reducido de estudios teóricos fundamentados en las Leyes de la Mecánica de Fluidos, está dedicado al comportamiento de las superficies libres de líquidos excitados ultrasónicamente, para intentar explicar el proceso de su desintegración. Los modelos simplificados encontrados en la literatura, consideran un modelo de líquido ideal y el análisis de la estabilidad lineal de la superficie libre está todavía inacabado.

### **8.1.1 - Generación de ondas ultrasónicas.**

Se ha comprobado que el disco de material piezocerámico (transductor) utilizado para la generación del campo ultrasónico brinda una eficiencia suficiente para el proceso de atomización cuando el mismo oscila en el modo fundamental con vibraciones simétricas de la membrana circular fija en el borde (perímetro). Sin embargo, se ha podido observar como al ser utilizado con un sistema de alimentación continua y con poco líquido sobre la membrana, el calentamiento térmico puede provocar el cambio de modo de vibración. Cuando esto sucede, la degradación de las propiedades del disco aumentan bruscamente y la eficiencia de la atomización se ve así reducida. En el límite, no se logra perturbar la masa líquida incluso para los valores de voltaje más altos (~ 50 V) soportados por el transductor.

### **8.1.2 - Experimentos de visualización.**

Una parte importante del estudio experimental desarrollado durante esta Tesis se ha centrado en la visualización de los procesos de atomización ultrasónica. Se ha empleado por vez primera una técnica de Fluorescencia Planar Inducida por Láser (PLIF) para la visualización de los fenómenos que tienen lugar. Los resultados obtenidos, además de novedosos, han aportado nueva luz en la comprensión de tan importante proceso.

Estos experimentos se han realizado manteniendo constante el nivel del agua sobre el transductor piezocerámico en algunas ocasiones, y en otras, dejando atomizar

completamente un volumen fijo del líquido. Así, se ha podido analizar la evolución temporal del proceso. Según la bibliografía consultada, es también la primera vez que tal análisis se realiza.

La excitación ultrasónica del transductor piezocerámico provoca la oscilación de la masa líquida que forma un cono, y la aparición de ondas superficiales en la interfase aire/líquido. Sin embargo, la longitud de onda de estas ondas superficiales observadas, es más grande que la estimada al hacer uso de la ecuación de Rayleigh. A altos voltajes, se observa un violento movimiento de la masa líquida con muchas salpicaduras de líquido. En algunas imágenes registradas, se ha detectado la presencia de burbujas de cavitación en el volumen líquido. La poca repetitividad de los registros de estas burbujas limita las conclusiones sobre este descubrimiento, así como de considerar la cavitación como el principal mecanismo físico responsable de la atomización.

En las etapas finales de la atomización, cuando el nivel de agua sobre el transductor es muy bajo, la distribución espacial de la nube de gotas cambia. En lugar de formar una niebla homogénea, las gotas emergen en filamentos discretos. Este efecto está asociado a la disminución de la curvatura de la superficie líquida y a la formación de agujeros en la misma.

Cuando va aumentando el voltaje, aumenta la tasa de atomización, es decir, aumenta la cantidad de líquido atomizado.

### **8.1.3 - Experimentos de difractometría.**

Se ha medido el tamaño de las gotas generadas por atomización ultrasónica, mediante la técnica de difractometría láser utilizando un equipo comercial Malvern Mastersizer. Estos experimentos han permitido estudiar la variación temporal del aerosol generado para diferentes valores de voltajes de excitación. Las condiciones experimentales, en cuanto a los volúmenes de líquido atomizados, son las mismas que en el caso de los experimentos de visualización.

De forma general, se ha confirmado que la distribución de tamaños de gota es independiente del voltaje de excitación. Para la frecuencia de oscilación del transductor empleado en los experimentos realizados, 1,668 MHz, la función de

distribución presenta un máximo principal desdoblado entre las 3 y las 5  $\mu\text{m}$ . No obstante, a voltajes grandes, el violento movimiento del volumen líquido, debido a las altas fuerzas de excitación, provoca la aparición de un segundo pico a valores más altos.

El cambio de la distribución espacial de la nube de gotas, observado en los experimentos de visualización en las etapas finales de atomización cuando el nivel de agua sobre el transductor es bajo; se refleja también en la evolución temporal del tamaño de gotas para un volumen de líquido variable. Se ha observado que a medida que disminuye la cantidad de agua sobre el transductor los dos picos iniciales a 3 y 5  $\mu\text{m}$  se unen y se desplazan hacia valores más grandes cercanos a las 9  $\mu\text{m}$  de diámetro; apareciendo además un tercer pico hacia valores de 60  $\mu\text{m}$ . Este comportamiento es especialmente notorio para valores de voltajes de excitación por encima de 35 V.

En los experimentos realizados manteniendo un volumen de agua constante sobre el transductor, el tamaño de gotas no varía con el tiempo. Además, un aumento del voltaje de excitación no provoca variaciones del tamaño de gotas, pero sí aumenta el caudal de líquido atomizado. El hecho de que el tamaño de las gotas permanezca constante y que aumente el caudal al aumentar el voltaje de excitación, unido a la presencia de las burbujas en la superficie del líquido atomizado donde se forman las gotas finas; refuerza la hipótesis de la cavitación como mecanismo responsable del proceso de atomización ultrasónica. Otro aspecto importante a resaltar del estudio realizado es que el porcentaje de gotas generadas con tamaños inferiores a 5  $\mu\text{m}$  supera el 30% para cualquier voltaje empleado, por lo que sería adecuado el uso del método de atomización ultrasónica en sistemas médicos de inhalación de fármacos.

#### **8.1.4 - Experimentos de velocimetría.**

Los estudios de velocimetría por imágenes de partículas han confirmado que el aerosol formado con un atomizador ultrasónico presenta unas características peculiares comparado con los obtenidos mediante otros atomizadores convencionales. La diferencia principal reside en la baja velocidad del aerosol generado, aún más llamativa en términos de energía cinética. Esta baja velocidad suele atribuirse directamente al carácter estático de la atomización ultrasónica.

Las velocidades medias con que se desprenden las gotas de la superficie libre del líquido atomizado, varían desde 0,1 m/s hasta 0,4 m/s cuando varia el voltaje de excitación del transductor piezocerámico de 20 V hasta 45 V. Como se ve, la velocidad de desprendimiento aumenta con el voltaje; el mismo comportamiento que tiene el caudal de líquido atomizado con respecto a este parámetro.

Las gotas sufren una brusca deceleración y alcanzan la velocidad nula a muy poca distancia después de su desprendimiento de la superficie libre del líquido a atomizar. Esta característica resulta muy interesante en la práctica. La baja velocidad permite manejar la neblina para transportar las gotas en un flujo de aire hasta el lugar requerido para su uso. Otro aspecto importante es que la baja inercia de las gotas generadas por atomización ultrasónica da prioridad al uso de este método en aplicaciones donde es necesario evitar salpicaduras de sustancias nocivas.

En relación con la aerosolterapia, el hecho de que las gotas se queden “flotando” en el aire elimina la necesidad de sincronizar su generación con la aspiración de las mismas por el paciente, y disminuye la posibilidad de que impacten contra el velo del paladar o la garganta sin llegar finalmente a los pulmones. Este aspecto, sin lugar a dudas, ayuda al aumento de la eficiencia del tratamiento médico, respondiendo a los requerimientos del *Área de Enfermería* de la *Sociedad Española de Neumología y Cirugía Torácica*.

### **8.1.5 - Sistema de excitación pulsada.**

Con el objeto de mejorar el funcionamiento y alargar la vida útil de los discos piezocerámicos, se ha diseñado, construido y caracterizado un sistema de excitación pulsada. El mismo permite variar la frecuencia de la onda y el voltaje de excitación. El sistema está concebido para funcionar en modo ráfaga, excitando al piezoeléctrico con un número determinado de pulsos, evitando así su autocalentamiento y, consiguientemente, los cambios de modos de oscilación e incluso la despolarización de la cerámica.

Se ha estudiado la influencia de algunos parámetros como el número mínimo de pulsos necesarios para iniciar la atomización (10.000), la frecuencia de excitación

(la de resonancia es, como cabía esperar, la óptima), el ciclo de trabajo (50% es el valor óptimo) y la tensión pico a pico aplicada al resonador (10 V como mínimo).

Los experimentos de difracción realizados con el sistema de excitación pulsada han dado, de forma general, los mismos valores de tamaño medio de gota que en el caso del sistema de excitación continua. Sin embargo, para un mismo voltaje de trabajo de la fuente de alimentación, la cantidad de gotas generadas es mucho mayor en el caso del nuevo sistema de excitación. La evolución temporal de la distribución de tamaño de gotas es similar para los dos sistemas de excitación empleados en este trabajo de tesis.

Con el sistema de excitación pulsada, la generación de gotas finas se inicia con tan sólo 10 V de voltaje de excitación mientras que para el caso del sistema de excitación continua, el umbral de voltaje de excitación para que empiece la atomización es superior a 15 V. En consecuencia, la energía necesaria para la atomización de un mismo volumen de líquido es mucho menor. El consumo de energía del sistema de excitación pulsada es relativamente bajo, por lo que podría pensarse en un diseño futuro alimentado por pilas, lo que abre la puerta para la concepción de un dispositivo portátil.

## 8.2 - Recomendaciones.

A pesar de todo el esfuerzo realizado, ha resultado imposible abarcar en este trabajo todos los aspectos relacionados a la atomización ultrasónica, por lo que indicamos a continuación, algunas líneas a seguir para futuras investigaciones.

- Continuar colaborando con el Centro Nacional de Microelectrónica para mejorar el sistema de excitación pulsada con el desarrollo de un modelo más compacto. Se pretende también reducir la potencia necesaria, eliminando en lo posible el consumo en procesos que no contribuyan directamente a la atomización.
- Determinar la amplitud de vibración de la membrana del transductor piezocerámico. Se puede constatar que existen pocos trabajos realizados sobre el cálculo o la medida sistemática de la amplitud de desplazamiento de la superficie activa de los transductores empleados en la atomización ultrasónica, en especial cuando hay una masa líquida sobre ellos. Sin embargo, éste es un parámetro importante en los estudios de estabilidad lineal de la atomización ultrasónica.
- Realizar estudios con otros tipos de sustancias para determinar la influencia de las propiedades físicas de los fluidos (viscosidad, tensión superficial, etc.) sobre las características de la atomización.
- Emplear en los experimentos, otros tipos de transductores de diferentes frecuencias de resonancia para analizar la influencia de ésta.
- Determinar experimentalmente la presencia de sonoluminescencia en los procesos de atomización ultrasónica. De confirmar este fenómeno, se despejará cualquier duda sobre la cavitación como mecanismo físico de la atomización ultrasónica.



## ANEXOS



**ANEXO I****DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN SISTEMA MECÁNICO DE  
ATOMIZACIÓN ASISTIDA POR AIRE PARA GENERAR  
GOTAS MICROSCÓPICAS.****A.1.1 - Introducción.**

Una potencial alternativa, para la generación de aerosoles de gotas microscópicas, es el empleo de sistemas en los que el líquido se atomiza mediante interacción con un chorro de aire. Este método permite, en determinadas circunstancias, generar un aerosol de gotas muy pequeñas, pero con algunas características diferentes de los obtenidos mediante ultrasonidos. De hecho, éste es un método empleado habitualmente en nebulizadores médicos no portátiles ya que en la mayoría de los modelos comerciales se precisa de un cilindro de aire comprimido o de un compresor eléctrico para suministrar el aire a presión. Por otro lado, estos dispositivos comerciales suelen generar caudales muy reducidos, por lo que se utilizan para administrar fármacos en tiempos largos (del orden de varios minutos) o para suministros continuos, pero no son útiles para inhalaciones monodosis como las que se obtienen con los actuales dosificadores presurizados mediante gases licuados.

Aunque exista una gran variedad de estos dispositivos en el mercado; el estudio desarrollado demostró que la optimización del diseño de estos atomizadores está aún lejos de conseguirse. Este aspecto, unido a otros factores como la prohibición de los gases CFC (compuestos órgano-clorados) usados en varios inhaladores presurizados con una dosis adecuada ha despertado el interés de estudiar minuciosamente la capacidad de los atomizadores de aire-líquido de generar gotas microscópicas. Dentro de los atomizadores mecánicos, se estudiaron diversas posibilidades, comenzando por sistemas muy sencillos, a los que se añadieron posteriormente variaciones para facilitar la producción de gotas con tamaño suficientemente pequeño.

Se pretende diseñar y construir un dispositivo que cumpla, entre otras cosas, con las siguientes características:

- Que el volumen de la dosis a atomizar esté entre 50-100  $\mu\text{l}$ .
- Que el tiempo de aplicación de la dosis sea muy corto (1 o 2 s aprox.).
- Que el diámetro medio volumétrico ( $D_{30}$ ) de las gotas esté alrededor de 5  $\mu\text{m}$ .

Conviene hacer notar que este conjunto de especificaciones es bastante exigente, especialmente si se añade que el dispositivo sea de tamaño reducido (de bolsillo) y de bajo coste. No es sencillo satisfacer estos requisitos uno a uno, pero aún lo es mucho menos satisfacerlos todos a la vez. La falta de datos en la literatura para casos que se ajusten suficientemente al problema en estudio obliga a tener que hacer diseños y ensayos muy básicos para centrar el marco de trabajo.

### **A.1.2 - Principio de funcionamiento de los atomizadores asistidos por aire.**

Los sistemas de atomización mecánica pueden ser de dos tipos: de *presión* o los *asistidos por fluido auxiliar*.

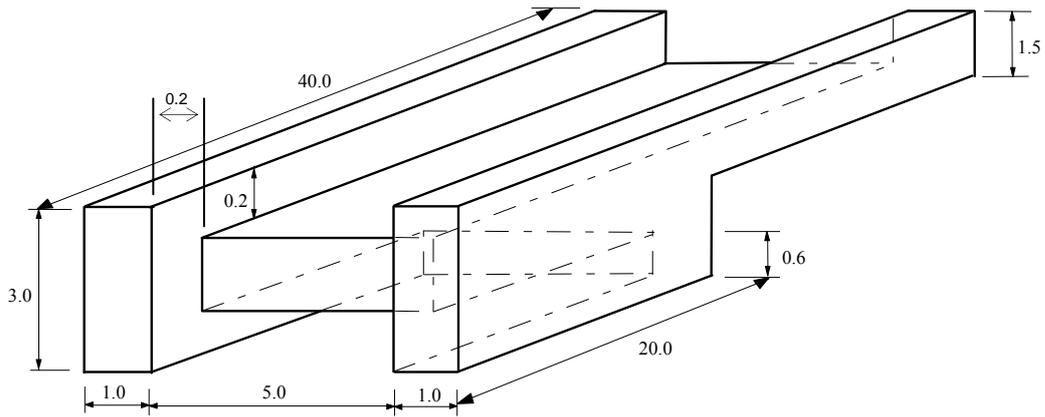
El principio de funcionamiento de los atomizadores por presión se basa en el suministro al fluido de una alta presión, forzándolo a salir por ranuras u orificios estrechos, en dependencia de la aplicación en la que se desee utilizar. La alta diferencia de velocidades entre el líquido y el aire ambiente hace que sobre la superficie, se generen inestabilidades que crecen aguas abajo de la salida, rompiendo finalmente en gotas al volumen líquido.

El principio de funcionamiento de los atomizadores asistidos por un fluido auxiliar (que generalmente es el aire o el vapor de agua), es totalmente diferente. En este caso, la energía necesaria para desintegrar la masa líquida en gotas, proviene precisamente del fluido auxiliar. El área de contacto entre ambos medios y la forma en la que se produce la interacción resultan determinantes en la optimización del proceso para lograr las condiciones que se deseen en la nube de gotas a generar (Lozano *et al.*, 1998). Esta interacción puede ocurrir ya fuera del atomizador en sí, por lo que las características propias del equipo pueden ser bastante sencillas en cuanto al diseño y fabricación.

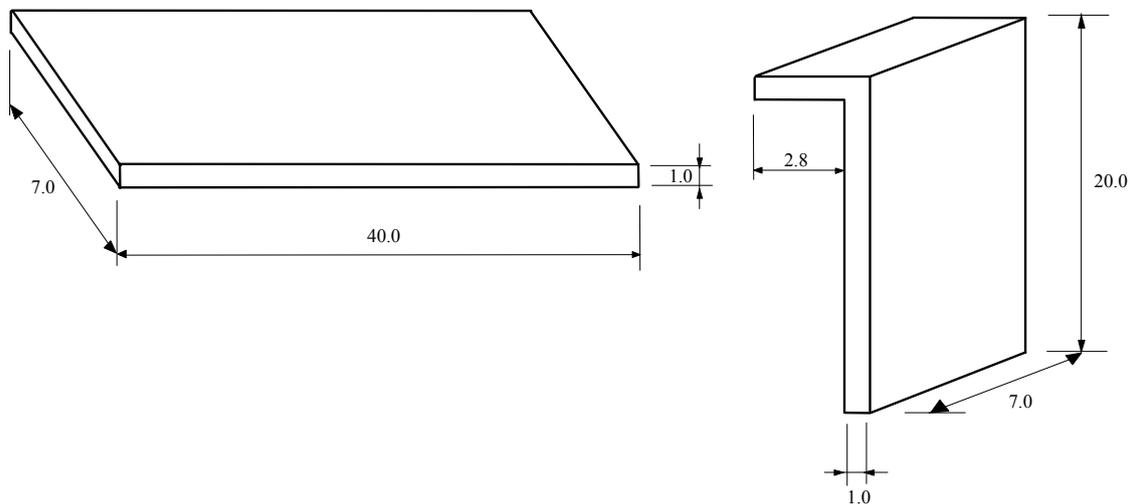
### **A.1.3 - Diseño de un sistema de atomización asistido por aire.**

En investigaciones recientes, se ha demostrado la posibilidad de generar distribuciones de gotas muy estrechas y con un tamaño de gotas controlado, empleando el método de atomización por fluido auxiliar. Estudios desarrollados en un atomizador con geometría cilíndrica coaxial (Gañán-Calvo, 1998), han constatado que cuando las características de los flujos son laminares, se pueden lograr distribuciones muy estrechas, con una dispersión y un tamaño de las mismas muy controlados. Este otro resultado es prometedor para extender el rango de aplicación de estos atomizadores.

Sin embargo, la mayoría de los sistemas que tienen como principio de funcionamiento la atomización empleando fluido auxiliar imponen como condición de diseño que la interacción de los fluidos en la salida del atomizador sea lo más intensa posible. Para ello se provoca que los flujos sean turbulentos y que el impacto del fluido auxiliar sobre el líquido a atomizar se produzca con cierto ángulo. Teóricamente esto induce mayor amplitud de las oscilaciones de la masa líquida y por lo tanto se generan gotas más pequeñas. Aún así, la distribución de gotas dentro del aerosol que se genera por atomización primaria con estos dispositivos suele ser bastante ancha, encontrando gotas con tamaños desde unas pocas micras hasta valores cercanos al milímetro. Este problema se resuelve filtrando de modo mecánico las gotas de tamaño grande que se devuelven al dispositivo atomizador. Con ello se obtiene un aerosol de tamaño adecuado, pero con unos caudales enormemente reducidos.



Isométrico



Tapas

**Figura 1:** Piezas de la boquilla nebulizadora para usos médicos en tratamiento de enfermedades broncopulmonares. Todas las medidas están en milímetros. El material utilizado para el mecanizado de las piezas es latón.

El diseño actual se hace, tomando en cuenta los trabajos hechos anteriormente por Lozano *et al.* (1988), Corcoran *et al.* (1997) y Widger *et al.* (1997). El objetivo es lograr que una corriente de aire, al salir por un orificio a alta velocidad, cree justo en este punto, una fuerte depresión que arrastra a la corriente de agua. Es evidente que

existen parámetros, como son la velocidad de aire, el caudal de líquido y el área de la sección de salida de la mezcla aire-líquido que resultan críticos en el diseño.

El prototipo diseñado y construido es el que se muestra en la Figura 1. El mismo está formado por dos ranuras paralelas de sección transversal cuadrada. Al colocarle las tapas, se forman dos conductos: uno recto de dimensiones 40 mm x 5 mm x 0,2 mm; y otro en forma de “L” invertida. Los dos conductos se unen, formando un ángulo de 90°. El modo de funcionamiento del atomizador diseñado es como sigue:

Por el conducto recto se inyecta una corriente de aire a presión el cual posee una alta velocidad en la sección de salida de la boquilla. La depresión creada justo en el punto situado en la intersección con el conducto en forma de L, provoca que el líquido a atomizar sea succionado. La interacción entre los dos fluidos se produce en la zona de unión de los dos conductos, que no es otra que la sección de salida de la boquilla. La velocidad del aire, perpendicular y muy superior a la del flujo de líquido, provoca la desintegración de éste y se forma una nube de gotas. El hecho de que las dos velocidades sean perpendiculares, provoca una mayor interacción entre ambos flujos y, por tanto, favorece la generación de gotas.

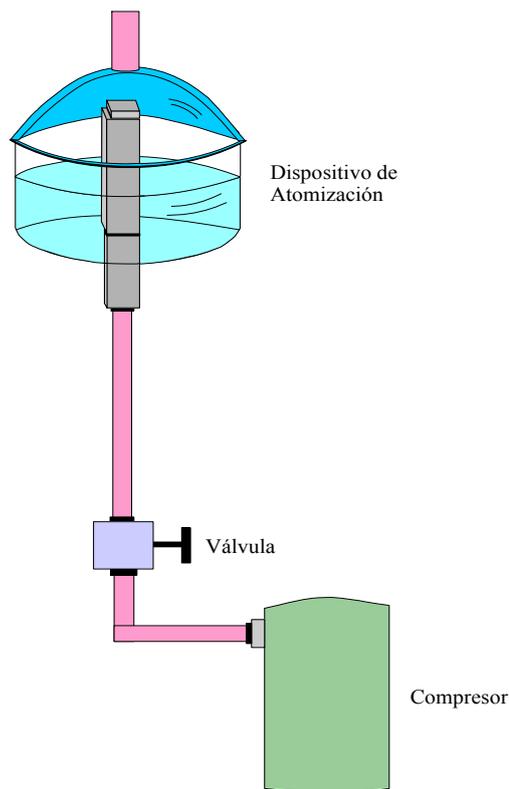
El mecanizado de las diferentes partes del atomizador de este diseño es muy fácil y poco costoso. Además, en principio, el modelo puede escalarse para producir mayores flujos sin más que ensanchar los canales de agua y aire.

#### **A.1.4 - Medición del tamaño de gotas.**

El tamaño de las gotas se ha medido con un sistema comercial MALVERN 2600 HSLBD modificado con convertidor A/D. El principio de funcionamiento, similar al del Malvern Mastersizer ya discutido en el Capítulo 5, se basa en la difracción de la luz láser. En el presente caso, se ha utilizado la lente de enfoque de 63 mm dadas las características esperadas de la nube de gotas generada por el atomizador diseñado y construido.

Las mediciones actuales están realizadas colocando impactores a la salida de la boquilla atomizadora. Se sabe ya de trabajos anteriores (Lozano *et al.*, 1998), que el tamaño medio de las gotas obtenidas por atomización primaria con este tipo de dispositivos sin uso de impactores, es excesivamente grueso, al menos para el

tratamiento de enfermedades respiratorias. El uso de impactores permite obtener gotas más finas, puesto que al chocar contra ellos las gotas se fragmentan aunque, evidentemente, limita el gasto volumétrico del líquido finalmente atomizado. La reducción se debe a que parte del líquido que llega al impactor cae prácticamente en vertical o bien se adhiere a él, dando lugar a una película que genera una fracción de gotas de diámetros más elevados que las gotas incidentes, y que, en general, acaban cayendo al receptáculo. Debe de mencionarse que para algunas aplicaciones, no se admite la recirculación de las sustancias atomizadas para evitar la posible alteración de las propiedades del líquido original. En el estudio desarrollado, se emplearon dos tipos de impactores: una barra cilíndrica fina de 1 mm de espesor y una bola esférica de 3 mm de diámetro. Estos impactores se colocan a 2 mm aproximadamente de la salida de la boquilla de atomización.



**Figura 2:** Dispositivo de atomización conectado a un compresor.

La boquilla se aloja en la base de un pequeño vaso cilíndrico en el cual se vierte el volumen de agua a atomizar. En el extremo inferior de la boquilla se conecta la ranura por donde fluye el aire a un compresor o cualquier sistema de suministro continuo de aire presurizado. El vaso que contiene el líquido tiene una tapa de base cilíndrica con rosca. Esta tapa tiene una apertura circular que es por donde salen las gotas generadas. El montaje experimental de todo el conjunto se muestra en la Figura 2.

#### A.1.5 - Resultados obtenidos.

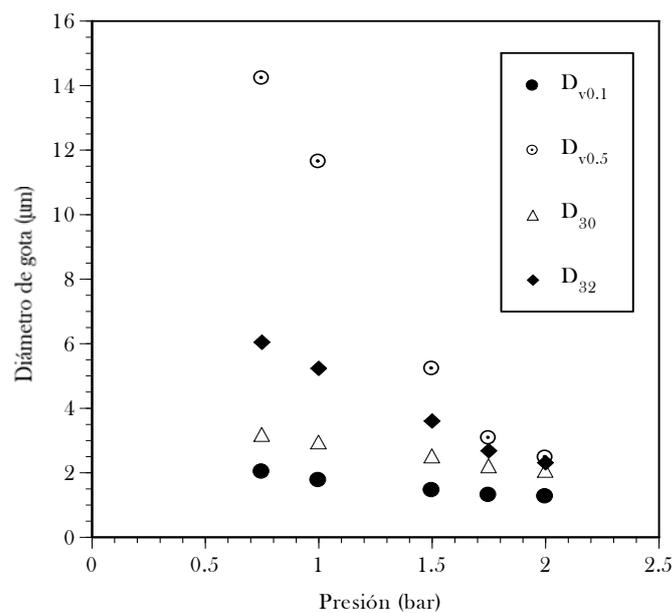
Los resultados de las medidas de tamaño de gotas se muestran en las Tablas 1 y 2 con los dos tipos de impactores utilizados. Como ya se discutió previamente, dada la importancia que tiene para la aplicación de estos dispositivos en aerosolterapia, se calculó también la “fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a 5  $\mu\text{m}$ ”. En las Figuras 3, 4, 5, y 6 se muestran las representaciones gráficas de los parámetros más importantes que se utilizan como referencia para decidir la conveniencia de los atomizadores como dispositivo para la inhalación de medicamentos en el tratamiento de enfermedades que afectan las vías respiratorias.

Presión (bar)	$D_{v0.1}$ ( $\mu\text{m}$ )	$D_{v0.5}$ ( $\mu\text{m}$ )	$D_{30}$ ( $\mu\text{m}$ )	$D_{32}$ ( $\mu\text{m}$ )	%vol. < 5 $\mu\text{m}$
0,75	2,02293	14,2199	3,176	6,041	26,62
1	1,76009	11,6341	2,943	5,231	31,53
1,5	1,45067	5,2191	2,513	3,601	48,30
1,75	1,30173	3,06985	2,205	2,677	66,49
2	1,25512	2,46726	2,065	2,309	77,97

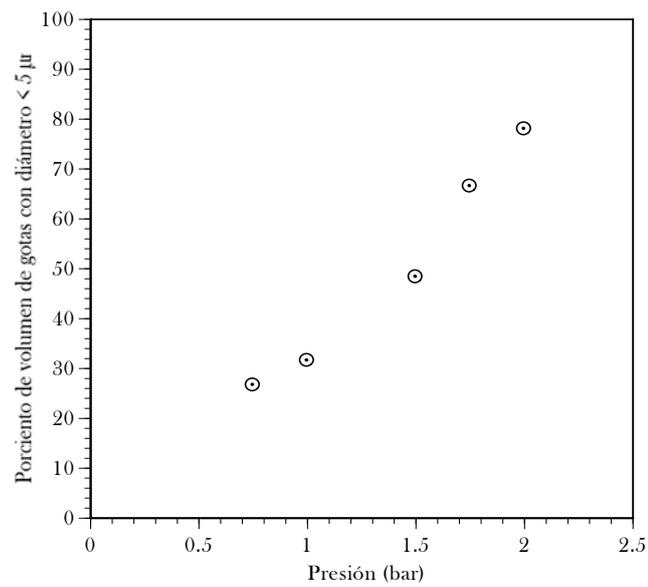
**Tabla 1:** Tamaños de gota obtenidos con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de barra cilíndrica, en función de la presión del flujo de aire.

Presión (bar)	$D_{v0.1}$ ( $\mu\text{m}$ )	$D_{v0.5}$ ( $\mu\text{m}$ )	$D_{30}$ ( $\mu\text{m}$ )	$D_{32}$ ( $\mu\text{m}$ )	%vol. < 5 $\mu\text{m}$
0,75	1,79538	5,9442	2,854	4,156	42,24
1	1,60261	4,85899	2,631	3,606	50,37
1,5	1,36	3,9995	2,361	3,125	56,38
1,75	1,2874	2,90858	2,171	2,588	68,73
2	1,27488	2,25419	2,218	2,237	79,46

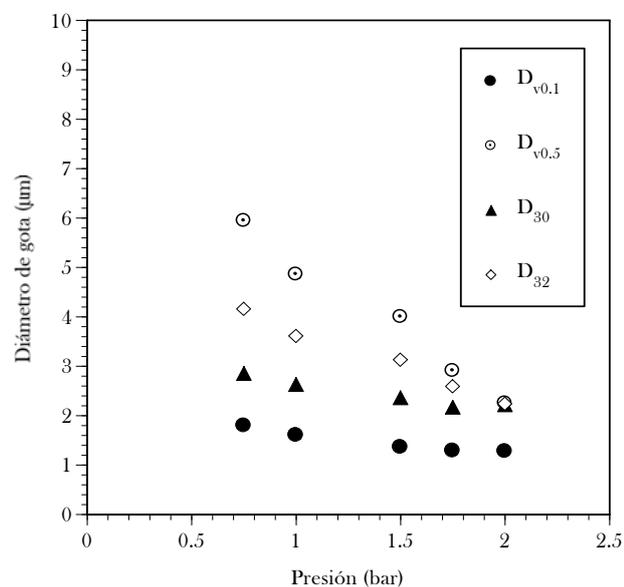
**Tabla 2:** Tamaños de gota obtenidos con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de bola esférica, en función de la presión del flujo de aire.



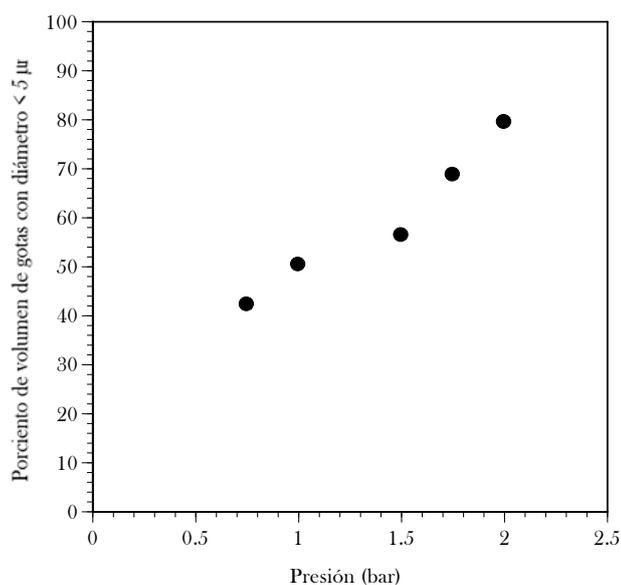
**Figura 3:** Variación de los tamaños de gota obtenidos con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de barra cilíndrica, en función de la presión del flujo de aire.



**Figura 4:** Fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a 5  $\mu\text{m}$  en función de la presión de aire utilizando el impactor de barra cilíndrica en el dispositivo de atomización asistido por aire.



**Figura 5:** Variación de los tamaños de gota obtenidos con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de bola esférica, en función de la presión del flujo de aire.



**Figura 6:** Fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a 5  $\mu\text{m}$  en función de la presión de aire utilizando el impactor de bola esférica en el dispositivo de atomización asistido por aire.

Un parámetro importante para poder considerar este dispositivo como un prototipo portátil es conocer el flujo volumétrico de aire necesario para la atomización de la dosis de líquido. Para ello se colocó un rotámetro en la línea entre el compresor y el dispositivo atomizador, permitiendo el estudio del flujo de aire en función de la presión. Los datos registrados se muestran en la Tabla 3. Simultáneamente, se midió también el flujo de agua atomizada en función de la presión del aire, registrándose el tiempo que se tarda en atomizar 4 ml de agua. Los resultados obtenidos para el caso del impactor en forma de bola esférica se muestran en la (Tabla 4).

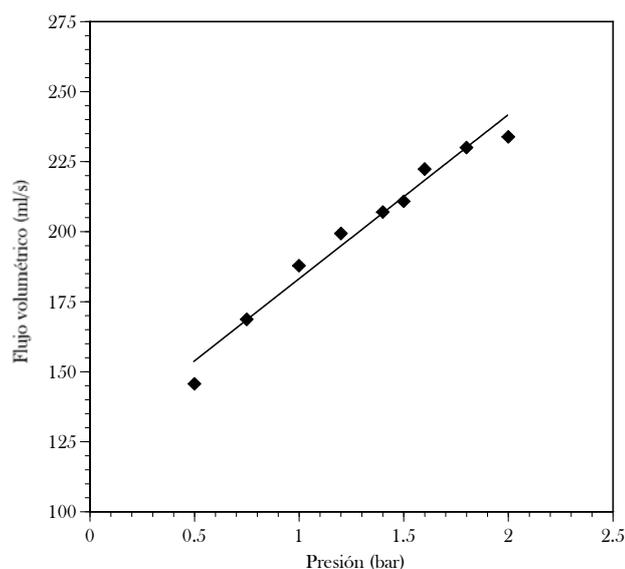
<b>Presión (bar)</b>	0,50	0,75	1	1,2	1,4	1,5	1,6	1,8	2,0
<b>Caudal (ml/s)</b>	145,66	168,66	187,83	199,33	207	210,83	222,33	230	233,83

**Tabla 3:** Variación de flujo volumétrico de aire necesario para la atomización en función de la presión, obtenido con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de bola esférica.

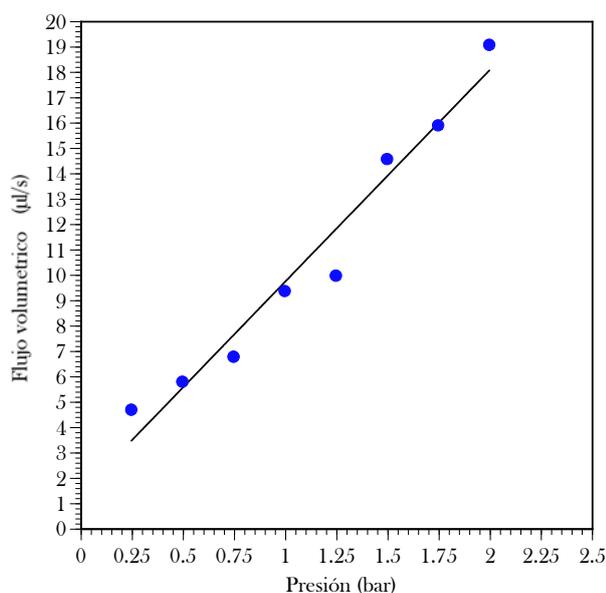
<b>Presión (bar)</b>	0,25	0,50	0,75	1,0	1,25	1,50	1,75	2,0
<b>Tiempo (s)</b>	857	693	592	428	402	275	252	210
<b>Caudal (<math>\mu\text{l/s}</math>)</b>	4,66	5,77	6,75	9,34	9,95	14,54	15,87	19,04

**Tabla 4:** Datos de cálculo del flujo volumétrico de agua atomizada en función de la presión del flujo de aire, obtenidos con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de bola esférica.

Los resultados obtenidos de los cálculos de los caudales de aire y de agua, en función de la presión del aire, se muestran respectivamente en las gráficas de las Figuras 7 y 8.



**Figura 7:** Variación de flujo volumétrico de aire necesario para la atomización en función de la presión, utilizando el impactor de bola esférica en el dispositivo de atomización asistido por aire.

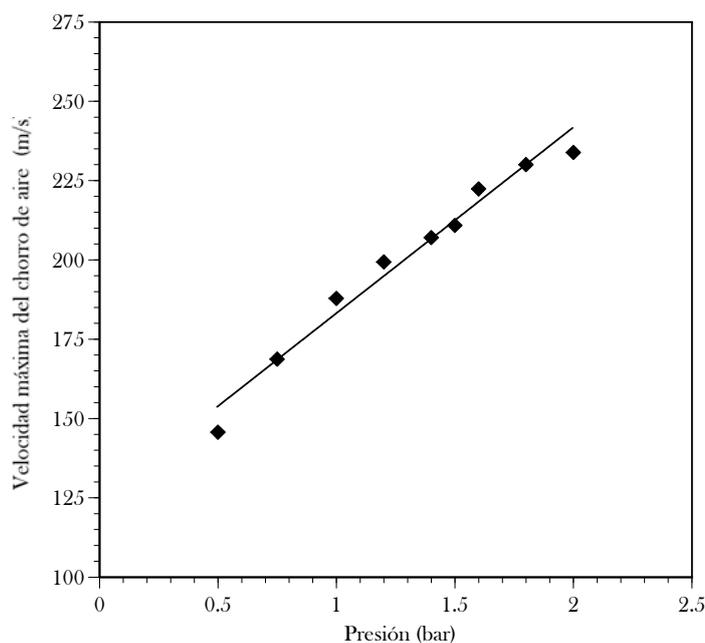


**Figura 8:** Variación del flujo volumétrico de agua atomizada en función de la presión de aire. El proceso de atomización se ha llevado a cabo utilizando el impactor de bola esférica en el dispositivo de atomización asistido por aire.

Con estos resultados, se puede estimar la velocidad máxima de las gotas de agua a partir de la velocidad del chorro de aire. Como el área transversal del conducto de aire es  $0,2 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} = 1 \text{ mm}^2$ , utilizando la ecuación de continuidad se calculan las velocidades de la corriente de aire correspondientes a cada una de las presiones de aire medidas. Los resultados obtenidos se muestran en la Tabla 5. En la Figura 9, se representa gráficamente la variación de la velocidad máxima de salida del flujo de aire en función de la presión.

<b>Presión (bar)</b>	0.50	0.75	1	1.2	1.4	1.5	1.6	1.8	2.0
<b>Velocidad (m/s)</b>	145.6	168.6	187.8	199.3	207	210.8	222.3	230	233.8

**Tabla 5:** Variación de la velocidad del aire necesario para la atomización en función de la presión, obtenida con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de bola esférica.



**Figura 9:** Variación de la velocidad máxima de salida del chorro de aire en función de la presión de aire obtenida con el dispositivo de atomización asistido por aire utilizando el impactor de bola esférica.

#### A.1.6 - Análisis de los resultados y conclusiones.

Los parámetros de mayor relevancia en este estudio, como ya se ha remarcado, son: el diámetro medio volumétrico ( $D_{30}$ ), la fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a  $5 \mu\text{m}$  y el caudal de líquido atomizado. Los valores de estos parámetros sirven de alguna manera para decidir si el dispositivo atomizador sirve para ser utilizado en la aerosolterapia. Cuando va aumentando la presión del aire, los tamaños de gotas disminuyen mientras que la fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a  $5 \mu\text{m}$  y el caudal de líquido atomizado, aumentan.

Como se puede observar de las gráficas, los tamaños de gotas obtenidas son muy pequeños. Cuando la presión varía de 0,75 a 2 bar, el diámetro medio volumétrico ( $D_{30}$ ) varía de  $3,18 \mu\text{m}$  a  $2,07 \mu\text{m}$  cuando se utiliza el impactor en forma de barra cilíndrica y de  $2,85 \mu\text{m}$  a  $2,22 \mu\text{m}$  en el caso del impactor de bola esférica. La diferencia entre los tamaños obtenidos al usar uno u otro impactor es insignificante.

Estos tamaños encajan perfectamente en el rango de tamaños recomendado ( $< 5 \mu\text{m}$ ) para ser utilizado en la aerosolterapia.

En cuanto a la fracción volumétrica de gotas con tamaños inferiores a  $5 \mu\text{m}$ , el resultado es superior a 30% en todos los casos, salvo para la presión de 0,75 bar cuando se utiliza el impactor en forma de barra cilíndrica donde el resultado obtenido para este parámetro es 26,62%. Se observa que la cantidad de gotas atomizada es mayor en el caso del impactor de bola esférica que en el caso de la barra cilíndrica, por lo que el uso de este impactor es más eficiente. Estos resultados, vistos de forma particular, son buenos para que la boquilla analizada sea utilizada en la aerosolterapia. Sin embargo existe una de las exigencias que no se puede cumplir: el caudal de líquido atomizado no satisface los requerimientos necesarios para suministro “instantáneo” en situaciones de ataques de asma. Los resultados obtenidos muestran que este parámetro es muy pequeño, con valores que varían entre  $4,6 \mu\text{l/s}$  y  $19 \mu\text{l/s}$  cuando la presión del aire aumenta de 0,75 a 2 bar, mientras que una dosis típica puede ser de  $100 \mu\text{l}$  para ser administrada en uno o dos segundos. Con el diseño estudiado, el caudal atomizado podría aumentarse sin dificultad, sin más que ensanchar los canales de la boquilla, sin embargo en este caso, la cantidad de aire requerida resultaría bastante elevada, especialmente para el caso de equipos portátiles o de bolsillo.

A pesar de los resultados negativos obtenidos para conseguir un sistema portátil para el tratamiento de enfermedades broncopulmonares, se ha dado un paso importante para optimizar el diseño de estos dispositivos. En este sentido los resultados obtenidos son esperanzadores. Con el uso de impactores, se ha logrado un tamaño de gotas muy pequeño, no siendo necesario más filtrado posterior que el impuesto por el orificio de salida. Este diseño resulta atractivo porque podría reducir el tiempo de suministro de una dosis de medicina como las que actualmente se utilizan en nebulizadores de “canastilla” con compresor, de 5 o 10 minutos a menos de 1.

Comparando los resultados de este presente trabajo con los obtenidos en la atomización ultrasónica, es evidente que el tamaño medio volumétrico es similar en ambos casos; pero este último resulta ser el mejor método para la administración por inhalación de fármacos por ofrecer caudales adecuados, con gotas a una velocidad prácticamente nula. Aunque en el presente trabajo, no se haya calculado la velocidad de las gotas generadas por atomización asistida por aire, por el cálculo de la velocidad

de salida del chorro de aire se puede presumir que son mayores, con diferencia, que las obtenidas con la atomización ultrasónica y por lo tanto pueden constituir otro impedimento para la aerosolterapia. La alta velocidad de salida de las gotas implica que la coordinación entre la generación del aerosol y la aspiración del paciente tiene que ser muy precisa. En caso contrario la mayor parte de las gotas podrían impactar en el paladar o en la parte trasera de la garganta, con la consiguiente reducción de la eficiencia del tratamiento.



## ANEXO II

### TRABAJOS PRESENTADOS EN CONGRESOS

- A.II.1:** *Considerations for the Design of Air-Assited Nebulizers.* **Presentación oral** en la 14<sup>th</sup> *ILASS-EUROPE Conference*, Manchester, England, 1998
- A.II.2:** *Sistema de Excitación Por Pulsos Para la Caracterización de resonadores Piezoeléctricos Para Atomización.* **Poster** en la *V Reunión Nacional de Electrocerámica “ECBCN-01”*, Barcelona, España, 2001.
- A.II.3:** *Ultrasonic Generation of Microscopic Droplets.* **Presentación oral** en la 17<sup>th</sup> *ILASS-EUROPE Conference* Zurich, Switzerland, 2001
- A.II.4:** *Excitation System for Piezoelectric Atomizer Characterization.* **Presentación oral** en la 10<sup>th</sup> *International Conference on Power Electronics and Motion Control*, EPE-PEMC Croatia, 2002
- A.II.5:** *Convertidor DC/AC de Alta Frecuencia Para la Caracterización de Resonadores Piezoeléctricos en Aplicaciones de Atomización.* **Presentación oral** en el *SAAEI’02* Alcalá de Henares, España, 2002



## CONSIDERATIONS FOR THE DESIGN OF AIR-ASSISTED NEBULIZERS

Antonio Lozano\*, Félix Barreras°, Hyppolite Amaveda°

\* LITEC/CSIC, Maria de Luna, 3, 50015-Zaragoza, Spain

° Centro Politécnico Superior de Ingenieros, Area de Mecánica de Fluidos  
Universidad de Zaragoza, Maria de Luna, 3, 50015-Zaragoza, Spain

Tel. +34 976 76 18 81 Fax: +34 976 76 18 82

e-mail: alozano@ideafix.litec.csic.es

### ABSTRACT

This work discusses some aspects on the design and performance of nebulizers, where the air stream is injected and the liquid is siphoned out by Venturi effect. Some of the variable parameters that are studied are the air velocity and injection pressure, air nozzle exit area and water outlet area. The objective is to obtain a prescribed mass flow rate of droplets with a fixed size. A simplified geometry has been used to obtain experimental measurements. The presence of big droplets due to liquid that adheres to the nozzle edges is analyzed with especial attention, because of its major influence in increasing the droplet mean diameter.

### INTRODUCTION

Medical drug administration to the respiratory track based on nebulization and inhalation of the resulting aerosol requires the production of microscopic droplets, typically of mean diameters below 5  $\mu\text{m}$ . This is a difficult task, which becomes even more complicated if a precise control of the droplet size and distribution is intended. Among others, one common way of producing this type of sprays is using air-assisted nebulizers where the air is injected with a compressor. Although a large variety of such devices is currently available in the market, in many cases the design of their nozzles could be clearly optimized. The importance of this application together with some added factors, as the banning of CFC gases that were used in many pressurized metered-dose inhalers, has resulted in a renewed interest in reviewing the capabilities of air-liquid atomizers to generate microscopic droplets (1,2).

Most commercial nebulizers are based on an axisymmetric geometry to facilitate the manufacturing, with the air injected through a cylindrical duct ending in a simple orifice nozzle, and the water suctioned through a concentric passage. The air/liquid interaction normally occurs according to two different schemes. In the first case, both streams flow in parallel, while in the second either the air or the liquid are deflected prior to the interaction so that the impingement takes place at a certain angle (often at 90°). An example of each one of these configurations is depicted in Fig. 1. In general, these nozzle assemblies consist of two pieces injected in plastic that are fitted one on top of the other.

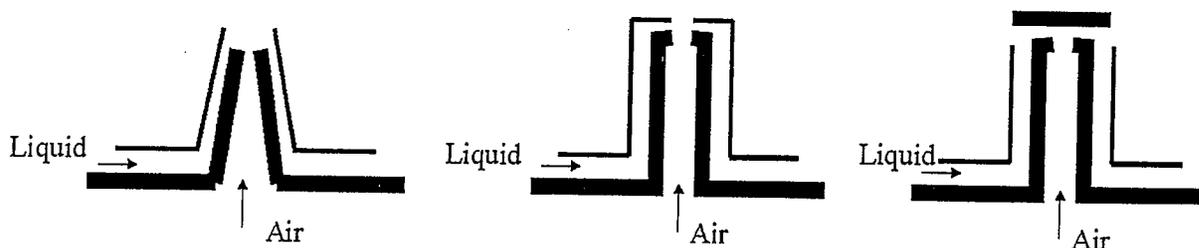


Fig. 1. Schematic transverse sections of different air-assisted nebulizer geometries

Primary atomization in these nebulizers is relatively coarse, far from the mean diameters required for drug administration. It is not uncommon in commercial devices to measure mean diameters  $D_{32}$  exceeding 30 or 40  $\mu\text{m}$ . The appropriate reduction in mean diameter is obtained by adequate combinations of mechanical impactors located at the nozzle exit plus filters to eliminate big droplets. Filtering is achieved driving the droplets through passages

with abrupt changes in direction so that only the smallest droplets can be dragged by the air. The droplet output is severely reduced, resulting in most cases in a quite low atomized flow rate.

### ASSEMBLY DESCRIPTION

In this work a simplified version of the nozzles shown in Fig 1 has been used. In the present configuration, described in Fig. 2, air flows horizontally, perpendicular to the liquid stream. Relevant geometrical parameters that have to be selected are width of the air channel ( $a$ ), width ( $b$ ) and height ( $c$ ) of the liquid channel, transverse length of the assembly ( $e$ ), thickness of the lip of the liquid outer plate ( $d$ ) and length of the upper air channel plate ( $f$ ). The final selection depends on some flow parameters, such as air pressure and liquid volume to be atomized.

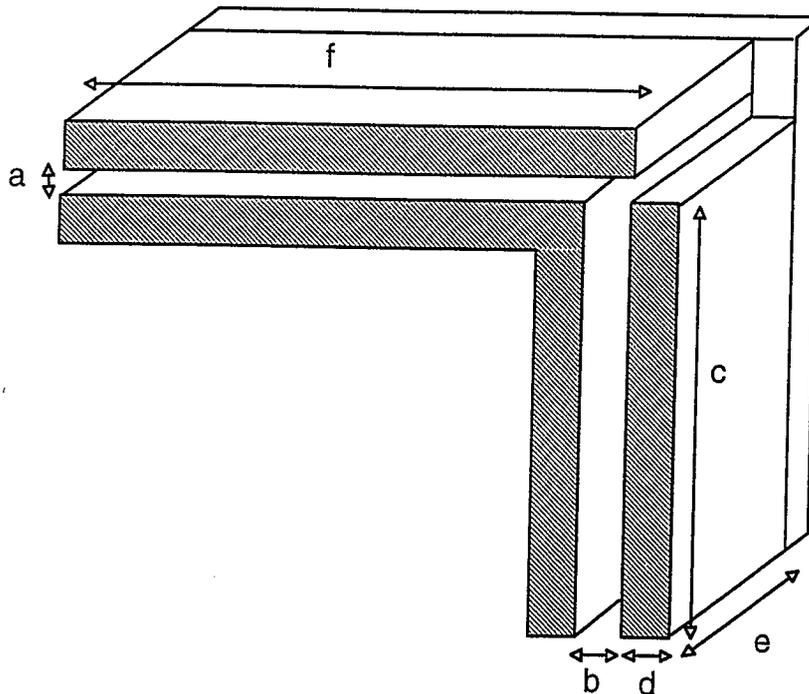


Fig. 2. Section of the nozzle assembly in the present work.

As a starting point, the air channel width has been selected to be 0.3 mm to enable its mechanization with a standard Leigh. Air pressure has been fixed to values ranging from 25 to 250 kPa. The liquid channel height has been set to 24 mm with a thickness ( $b$ ) of 0.6 mm. Even for the lowest pressure of 25 kPa, the air flow has been checked to be capable of suctioning the water out for the full channel height.

The nozzle transverse length ( $e$ ) has been chosen to be 3 mm. With this rectangular geometry the liquid flow rate can be easily modified by changing this length without substantially modifying the spray characteristics. An area increase, however, implies the need for higher air flow rates. The volume of the liquid channel results to be  $43.2 \text{ mm}^3$ .

With the design shown in Fig. 2, it has been observed that the length of the upper plate ( $f$ ) has to be such that it exactly covers the width of the water conduct ( $b$ ). If it is shorter, the expansion causes air to flow downwards inside the liquid passage instead of producing any suction. On the other hand, with a longer plate water tends to stick to it causing the formation of droplets of large diameters. From visual inspection of the spray cloud, it is evidenced that a majority of the larger droplets are formed at the corners of the nozzle lip, where it joins with the lateral walls of the assembly. Elimination of this part of the walls would likely improve the results. Similarly, large droplets are formed in striations of the nozzle lip due to imperfect mechanization. Again, improved results could be expected carefully smoothing the surface.

## MEASUREMENTS AND RESULTS

Air and water flow rates have been measured for the selected pressure range. Air flow measurements have been obtained with a rotameter. Water flow rate has been calculated by registering the time to atomize a fixed liquid volume. Spray diameter measurements have also been obtained using a Malvern 2600 diffractometer, locating the nozzle 11 cm away of the laser beam. Results are presented in Table 1.

Without any type of mechanical impactor or filter,  $D_{32}$  is clearly seen to decrease with pressure. The decrease in the mean droplet diameter, however, is obtained at the expense of diminishing the total liquid volume atomized for a fixed time, as shown in Fig. 3. Water flow rate has been plotted against air pressure, and the measured values have been fitted to a parabola. The increased air flow rate produced by a pressure rise could also be problematic for some applications. In any case, as the diameter reduction rate decreases itself for increasing pressures fitting to a negative power law, exceeding certain values doesn't result in any major improvement. Pressures in excess of 300 kPa cause the air to flow back through the water channel, and the atomization comes to a stop.

From the air flow rate measurements, the exit velocities have been estimated to range from 140 m/s for a pressure of 25 kPa, to 290 m/s for a pressure of 250 m/s. It has to be noted that with the present design, the air flow can be at most sonic at the nozzle exit.

In the same way as  $D_{32}$ ,  $D_{30}$  is also reduced by increasing the air pressure, but it maintains values that are unacceptably high even for the higher pressures. This difference is obviously due to the presence of a fraction of droplets with quite large diameters, as can be inferred comparing the values of  $D_{n0.5}$  and  $D_{n0.9}$ . It has to be noted that usually one of the criteria established to decide if a medical nebulizer is acceptable is that a minimum percentage of the atomized liquid volume has to correspond to droplets of the right diameter. The presence of big droplets can thus in some cases be decisive in rejecting some designs. For this reason,  $D_{30}$  has to be examined to decide the performance of a nebulizer.

Pressure (kPa)	Air flow (L/min)	Water flow ( $\mu$ L/s)	Without Filter				With filtering tube			
			$D_{32}$	$D_{30}$	$D_{n0.5}$	$D_{n0.9}$	$D_{32}$	$D_{30}$	$D_{n0.5}$	$D_{n0.9}$
25	7.59		23.50	41.58	32.31	58.73	16.36	23.94	20.25	31.96
50	8.97	270	17.24	34.62	24.86	48.42	10.44	16.78	13.37	23.01
75	9.66		12.96	35.86	21.34	52.55	6.72	9.60	8.06	12.97
100	10.58	225	11.52	33.20	18.72	47.94	5.94	8.43	7.03	11.30
125	11.73		10.36	32.11	16.93	46.14	5.77	9.50	7.1	13.11
150	12.328	208	9.70	31.01	15.72	43.72	5.40	8.79	6.64	12.13
175	12.88		9.17	29.93	14.60	41.99	4.85	6.44	5.54	8.59
200	13.80	162	8.35	26.92	12.89	36.50	4.61	6.27	5.26	8.45
225	14.63		7.64	29.82	12.11	42.42	4.55	6.35	5.21	8.60
250	15.73	75	7.31	22.71	10.72	30.08	5.02	11.6	6.24	15.50
275	16.79		6.72	28.58	10.17	39.96	4.93	8.5	5.93	11.75

Table 1: Measurements for different atomization air pressures

In the present case, the largest droplets accumulate in the lower part of the spray cone. This is because they are formed from liquid that remains attached to the lip of the nozzle. To eliminate part of this large droplets, a simple piece of plastic tube with rough walls, a diameter of 2 cm and a length of 5 cm was located centered with respect to the nozzle exit, 3 cm away from it. Simply by adding this tube, both  $D_{32}$  and especially  $D_{30}$  decrease

substantially reaching values that could result acceptable for medical usage. This reduction clearly proves that most of the larger droplets are located in the outer areas of the spray. They impact with the tube walls and are trapped there, resulting in a dramatic improvement of the  $D_{n0.9}$  figures. In particular, for a pressure of 200 kPa a  $D_{30}$  of 6,27  $\mu\text{m}$  was measured. Further increase of the pressure did not result in any additional reduction of the diameter, most likely because part of the liquid deposited in the walls of the filtering tube was expelled out in the form of large droplets.

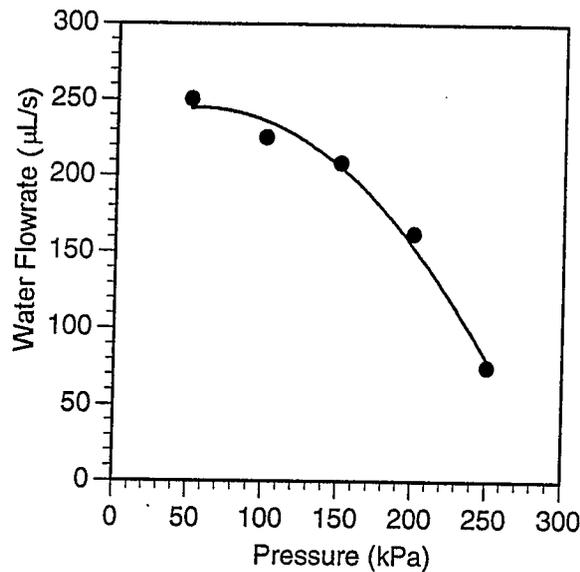


Fig. 3: Evolution of the water flow rate with air pressure

The evolution of  $D_{32}$  and  $D_{30}$  with pressure is plotted in Fig. 4.  $D_{32}$  happens to fit very accurately to a  $1/\sqrt{x}$  power law both in the unfiltered and the filtered cases. Without filtering, the reduction in  $D_{30}$  is much slower. Inclusion of mechanical impactors at the nozzle output, while helping in reducing the size of the impinging droplets is not an optimal solution because it adds surfaces where water gets adhered, generating afterwards droplets of large diameters. Another alternative that has been attempted consisted in impinging the spray jets generated in two equal nozzles at an angle of  $90^\circ$ . Although in this way no surfaces are added results have not been satisfactory probably due to droplet coalescence.

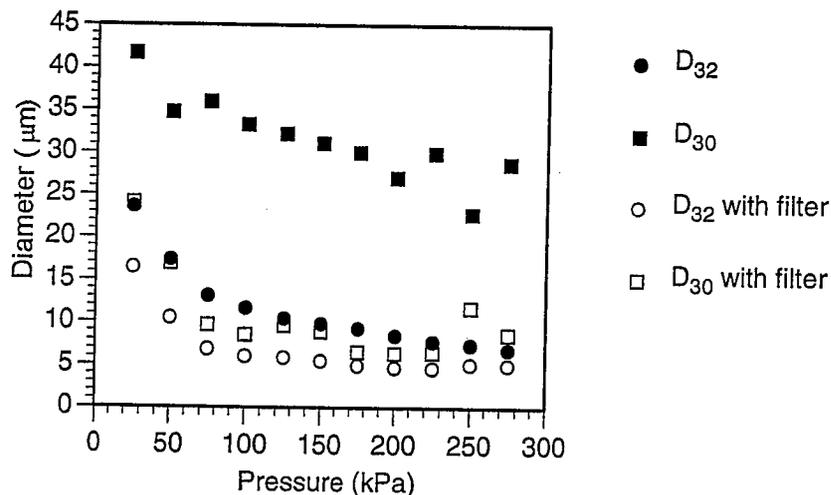


Fig. 4: Evolution of  $D_{32}$  and  $D_{30}$  with air pressure

From all these measurements it is clear that the main reason why the mean diameter  $D_{30}$  is so large is due to the relatively small fraction of droplets of large size originated in the nozzle surfaces. If these droplets are

eliminated, the expected mean diameter could fall below the critical 5  $\mu\text{m}$  value. This assertion can be substantiated with the measurements obtained with a nozzle of the same configuration that has a smoother surface and for this reason produces less large droplets while maintaining the generation of smaller ones.

Pressure (kPa)	Without Filter		With filtering tube	
	D <sub>32</sub>	D <sub>30</sub>	D <sub>32</sub>	D <sub>30</sub>
50	21.69	40.72	12.21	20.73
100	11.12	20.01	8.38	14.65
150	8.95	15.73	7.83	14.58
200	7.77	14.29	6.55	13.68
250	5.69	9.90	4.80	5.78

**Table 2:** Measurements improving the nozzle surface

Note that as in this case the filtering tube is trapping a smaller fraction of the liquid, a reduction in mean diameter is obtained even for pressures over 200 kPa. The effect of reducing the thickness of the nozzle lip is currently under study.

## CONCLUSIONS

From the measurements obtained, it can be concluded that improving the design of a nebulizer, the mean droplet diameter can be substantially reduced. Nevertheless, production of droplets with mean diameter below 5  $\mu\text{m}$  without the aid of filters and/or impactors has not been achieved, mainly because of the presence of big droplets generated in the outer surfaces of the nozzle. Increasing the air pressure causes a reduction in the mean diameter, but excessive pressure results in air exiting through the water channel preventing thus the atomization. Improved results can be expected smoothing the surface of the nozzle lip in contact with the water. The effect of changing its thickness is currently under study. As a final objective, minimizing the total outer nozzle surface where liquid can adhere, it could be expected that D<sub>30</sub> would approximate the currently measured D<sub>32</sub> values, displacing both of them under the 5  $\mu\text{m}$  limit without the aid of impactors or filters for pressures below 250 kPa.

## ACKNOWLEDGMENTS

This work is part of an ongoing research funded by the Diputación General de Aragón, under proposal P104/97.

## REFERENCES

1. Widger, I.R., Shrimpton, J.S., Yule, A.J., "Atomization for fine sprays", 13th Annual Conference of ILASS-Europe, Florence (Italy) (1997).
2. Corcoran, T., Mansour, A., Chigier, N., "Medical Atomization Design for Inhalation Therapy" Proc. ICLASS 97, Seoul (Korea), (1997).



# Sistema de Excitación por Pulsos para la Caracterización de Resonadores Piezoeléctricos para Atomización

X. Jordà<sup>1</sup>, M. Lozano<sup>1</sup>, E. Chico<sup>1</sup>, A. Lozano<sup>2</sup>, H. Amaveda<sup>3</sup>, F. Barrera<sup>3</sup>

<sup>1</sup> CNM-IMB (CSIC). Campus UAB. 08193 Bellaterra, Barcelona (email: xavier.jorda@cnm.es)

<sup>2</sup> LITEC (CSIC), María de Luna, 10, 50015 Zaragoza

<sup>3</sup> CPS, Universidad de Zaragoza, María de Luna, 3, 50015 Zaragoza

## Atomización por ultrasonidos:

Producida por generación de ondas capilares en la superficie líquida y/o cavitación

Tamaño de gota depende de la frecuencia de excitación

Caudal atomizado depende de la amplitud (por encima de un umbral)

## Sistema convencional:

Usar un generador sinusoidal de alta frecuencia y un amplificador de RF de potencia

## Propuesta:

Excitar el piezoeléctrico mediante una onda cuadrada utilizando un puente de transistores de tipo H

## Atomización de líquidos mediante transductores piezoresistivos:

### Ventajas:

- Generación de gotas microscópicas
- Tamaño de gota uniforme
- Dosis constante

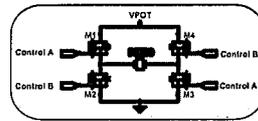
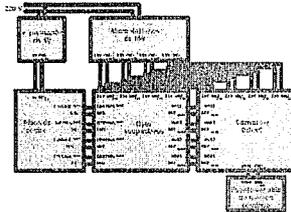
### Desventajas:

- Se necesita una fuente de 50-100V y de 1 a 2 MHz

## Especificaciones del sistema

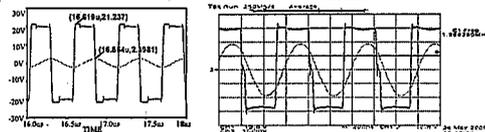
El sistema ha de permitir:

- Variar la frecuencia de oscilación.
- Variar la tensión aplicada al piezoeléctrico.
- Excitación en modo "burst" repetitivo o single.
- Variación del número N de impulsos y su frecuencia de repetición.

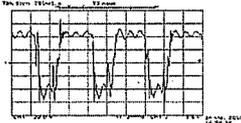


## Comportamiento eléctrico del sistema

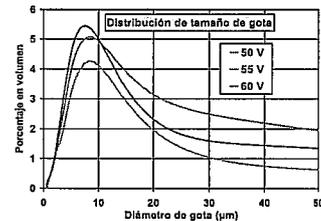
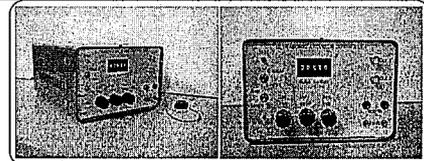
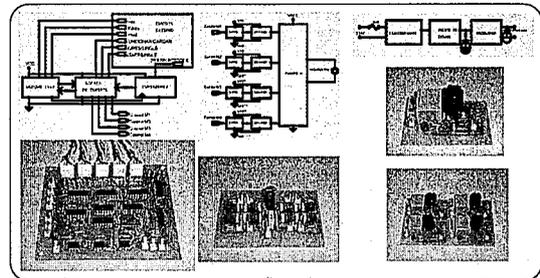
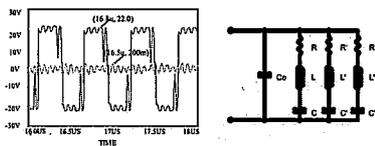
Formas de onda (tensión e intensidad) con carga RLC pura Simulado Medido



### Formas de onda con piezoeléctrico

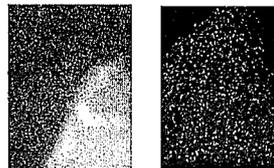


El comportamiento del piezoeléctrico es más complejo que un simple RLC Simulado suponiendo 3 modos RLC en paralelo

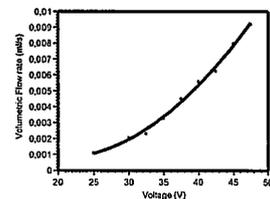


## Aplicación al estudio de atomización

Transductor PZT de American Piezo Ceramics  
Medida de tamaño de gotas con Malvern MasterSizer  
Análisis ajustando a distribución de Rosin-Rammler



Proceso de atomización y aerosol producido. Campo de visión 1,45 x 1,9 mm. Resolución: 5 mm/pxel





## **ULTRASONIC GENERATION OF MICROSCOPIC DROPLETS**

**F. Barreras\*, H. Amaveda\*\* and A. Lozano\***  
**LITEC/CSIC, Maria de Luna, 3, 50015-Zaragoza, Spain**  
 Tel. +34 976 76 18 81 Fax: +34 976 76 18 82  
 e-mail: felix@ideafix.litec.csic.es

**\*\*Centro Politécnico Superior de Ingenieros, Area de Mecánica de Fluidos**  
**Universidad de Zaragoza, Maria de Luna, 3, 50015-Zaragoza, Spain**

### **Abstract**

An experimental study has been performed to improve the understanding of the ultrasonic atomization of aqueous liquids when excited with waves in the MHz range. In the present experiments, small volumes of water have been atomized, observing the temporal evolution of the process. Typical diameters of the resulting droplets are of the order of a few microns. To visualize them, images have been acquired with very high magnification. Appropriate lenses have been used to enable high resolution at a distance from the flow. Droplet size distributions have also been calculated with a Malvern diffractometer. Under the conditions in this study, droplet formation cannot be accurately described by the simplified surface wave theory usually invoked to explain these processes. This suggests that cavitation might be the main mechanism controlling the atomization. It is also noticeable that as the remaining liquid mass deposited over the ultrasonic transducer decreases, the atomization characteristics change, and a second peak of larger droplets appear in the size distribution function. This phenomenon is related to the change in the curvature of the liquid surface.

### **Introduction**

Ultrasonic atomization is a very effective way to generate small size droplets. Two approaches are common in this context: pass the flow across a standing ultrasonic wave [1] or deposit the liquid over an ultrasonic transducer. The second case originates a fine mist of droplets that are ejected from the transducer with very low velocity. This procedure is going to be studied in the present job, and is used, for example, in many commercial humidifiers.

The present work is subjected to some specific characteristics. First, the atomization is restricted to aqueous liquids, and all the experiments have been performed with water. Second, the ultrasonic frequencies have been selected in the MHz range, because interest has been focussed on micron-range droplets. Finally, in contrast to most experimental studies reported in the Literature, for some measurements discrete water volumes have been atomized, without supplying a constant flow to keep a fixed liquid level over the transducer. All these conditions are representative of those that would occur if an ultrasonic atomizer is used to administer by inhalation a metered dose of a drug diluted in an aqueous solution. The objective of this work is to determine the physical processes controlling the droplet formation in this particular situation, and the characteristics of the generated spray.

### **Historical review**

The possibility to generate a cloud of droplets by means of ultrasonic waves was first reported by Wood and Loomis [2] in 1927. Two different mechanisms have since been invoked to explain the ultrasonic atomization, capillary waves and cavitation. It is still not clear, however, the interaction between them, or which one is predominant in different atomizing situations.

The first studies on stationary waves on the free surface of a liquid mass subjected to a periodic vertical forcing were reported by Faraday [3] in 1831. This research was continued by Rayleigh [4] who starting from Kelvin's formula derived the well-known expression

$$\lambda = \left( \frac{2\pi\sigma}{\rho f^2} \right)^{1/3} = \left( \frac{8\pi\sigma}{\rho F^2} \right)^{1/3} \quad \text{Eq. (1)}$$

where  $\lambda$  is the wavelength,  $\sigma$  is the surface tension coefficient,  $\rho$  is the liquid density,  $f$  is the frequency of the surface waves and  $F$  is the forcing sound frequency. It is to be noted that the relation  $f = F/2$  appears there obtained empirically, from experimental measurements.

In 1917 Rayleigh [5] described the first mathematical model to explain the bubble collapse in incompressible liquids, in his attempts to explain the physical mechanisms involved in ultrasound propagation in liquids.

This was the current theoretical basis when Wood and Loomis [2] discovered the possibility of atomizing liquids exciting them with ultrasonic waves. An explanation for this process was proposed by Söllner [6] based on cavitation produced under the liquid film. However numerous posterior works [7,8] pointed to unstable surface capillary waves as the origin of the droplet formation, mostly relying in simplified linear instability analysis. In 1962, Lang [9] published a detailed experimental research presenting his famous expression relating wavelength with droplet size through an empirical constant  $k$ , whose value was reported to be 0.34, placed in front of eq. (1). A more elaborated theoretical model based on interfacial Taylor instability triggering the surface waves was later developed by Peskin and Raco [10]. Together with the wavelength, they introduced the wave amplitude and the sheet thickness as parameters determining the droplet diameter.

The atomization theory based on cavitation, abandoned during this period, was resumed by Eknadiosyants and coworkers [11]. After these, several studies have tried to combine both theories, some of them indicating that the prevalence of each one might depend on the ultrasonic intensity.

These explanations are still subject to controversy, and papers on this topic continue being published both from experimental [12] and theoretical [13] approaches.

### Description of the experiment

Water has been atomized depositing small amounts over an ultrasonic transducer. The transducer was formed by a PZT 4 piezoceramic disk with a diameter of 20 mm and a thickness of 1.3 mm. The resonance frequency of this disk was measured to be 1.65 MHz. The disk was excited with a sinusoidal wave coincident with the resonance frequency and variable amplitude. The maximum voltage that could be delivered without damaging the ceramic was 48 V. For voltages below 15 V no atomization was observed.

To visualize the atomization process, images have been acquired with a CCD camera. To freeze the motion, the flow has been illuminated with 6 ns pulses from an Nd:YAG laser. The optical system has been arranged to operate with high magnification to resolve the small droplets. An inverted 50 mm Nikon lens attached to a bellows extension has been used, as well as a Questar QM100 telemicroscope. With these configurations, a maximum resolution of 2 mm/pixel has been achieved. Top and side views of the vibrating disk with water have been obtained to observe the liquid surface and the air water interface. In some cases, to avoid laser reflections, a fluorescent dye was used (Sulforhodamine B) recording the induced emission.

Droplet size distributions have also been measured, with a Malvern Mastersizer laser diffractometer. From the distributions, mean diameters and other statistical parameters have been calculated. In particular, having in mind that the specific atomization configuration under study is prone to occur in medical drug administration to the respiratory track based on nebulization and inhalation of the resulting aerosol, those parameters more relevant in this situation have been studied. Two diameters,  $D_{10}$  and  $D_{30}$  plus the 10% and 50% volume percentile  $D_{v0.5}$  and  $D_{v0.1}$  have been analyzed.

### Visualizations

For the present experiments the following atomization scenario has been observed. After depositing a small amount of water (typically 0.2 to 0.4 ml) over the piezoceramic disk, and upon excitation with a 1.65 MHz sinusoidal wave, the disk starts vibrating. For voltages below 15 V no atomization is produced, although a pattern of surface waves can be observed in the liquid interface. This effect is evidenced in Fig. 1, corresponding to a resolution of 12  $\mu\text{m}$  per pixel and a field of view of 4.6 x 3.5 mm. In this case, the excitation amplitude was 15 V. For varying voltages it has been observed that the visible wavelength of the capillary instabilities is approximately constant, in agreement with most theories relating the surface waves with the ultrasonic forcing. The wavelength has been estimated to be 0.9 mm, although the appearance of the surface pattern is formed by receded polygons bordered by thinner crests. The width of these crests would be around 100  $\mu\text{m}$ . Applying Rayleigh's relation, eq. (1), the calculated wavelength value is 8.7  $\mu\text{m}$ , in notorious discrepancy with the visually observed wavelength. There would be a possibility of having a superposition of two waves with different spatial frequency. In the present images, the conjectured one with the shorter wavelength has not been observed.

As the voltage is increased, the liquid assumes a conical shape, irrespective of the surface waves. Figure 2 is an example of this situation. Depicts a field of view of 2.9 x 2.1 mm with a resolution of 12  $\mu\text{m}$ /pixel. This shape would be indicative of a fundamental vibration mode of the ultrasonic transducer. Occasionally, the tip of the cone detaches, forming big droplets of diameters around 500  $\mu\text{m}$ . They quickly fall under the action of gravity. As they can, in any case, be easily filtered, they will not be considered in this study. At a determinate voltage, superimposed both to the whole mass displacement that produces the conical shape and the interfacial waves, cavitation bubbles are generated in the liquid/transducer interface. The bubbles either collapse or propagate to the free surface creating a fine mist of small droplets. This process can be seen in Fig. 3 with a resolution of 5  $\mu\text{m}$ /pixel, a field of view of 1.45 x 1.9 mm and an excitation voltage of 33 V. It has to be noted that this image has been obtained recording the laser-induced fluorescence of Sulforhodamine seeded in the atomized water. This is why the surface waves are barely visible, because laser reflections have been eliminated. Although inferring droplet sizes directly from the



FIGURE 1: Surface waves on the water interface for a forcing voltage of 15 V. Field of view of 4.6 x 3.5 mm and a resolution of 12  $\mu\text{m}/\text{pixel}$

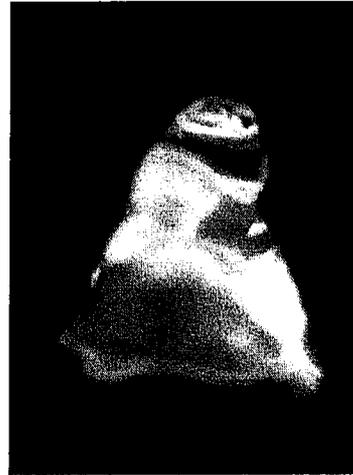


FIGURE 2: Conical shape of the perturbed liquid volume for 33 V. Field of view of 2.9 x 2.1 mm with a resolution of 12  $\mu\text{m}/\text{pixel}$

images can be deceiving, it is obvious that they are substantially smaller than the surface perturbation wavelength. Applying Lang's relation and solving for the operating parameter values, the calculated droplet diameter results to be in the range of 3  $\mu\text{m}$ . As will be shown in the next section, this figure is very close to the measurements obtained by laser diffractometry. This coincidence is somehow surprising, considering the clear divergence between the predicted and the observed surface wavelengths. In Fig.4, corresponding to a field of view of 1.5 x 1.5 mm, an excitation voltage of 37 V and a resolution of 2  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ , the characteristic length of the perturbations on the liquid surface can be compared to the droplet size. The difference is notorious.

From the analyzed images, it can be concluded that in the present operating conditions, cavitation might be the dominant process determining the resulting droplet size distribution. In these experiments, drop formation is a process that initiates in the transducer/water interface, rather than in the free liquid surface.

As the discrete water volume is atomized its level over the transducer decreases. When finally there is only a very thin layer, the atomization characteristics change. Instead of forming a relatively homogeneous mist, droplets are formed in straight, parallel filaments, and their diameter increases. This behavior is shown in Fig. 5 a) and 5 b). In both of them, resolution is 5  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ , field of view is 1.45 x 1.9 mm, and the forcing voltage was set to 30 V. In Fig. 5 a) a homogeneous cloud is produced over the water surface. In Fig.5 b), however, droplets emerge in filaments crossing from right to left in the image. This variation has to be associated to the decrease in the thickness of the water layer, as well as in its curvature.



FIGURE 3: Typical feature of the atomizing results for high voltage where the big cone and a fine cloud of droplets are observed. The resolution is 5  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ , a field of view of 1.45 x 1.9 mm and an excitation voltage of 33 V



FIGURE 4: Perturbed liquid surface, and atomized droplets. Field of view of 1.5 x 1.5 mm and a resolution of 2  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ . Forcing voltage of 37 V

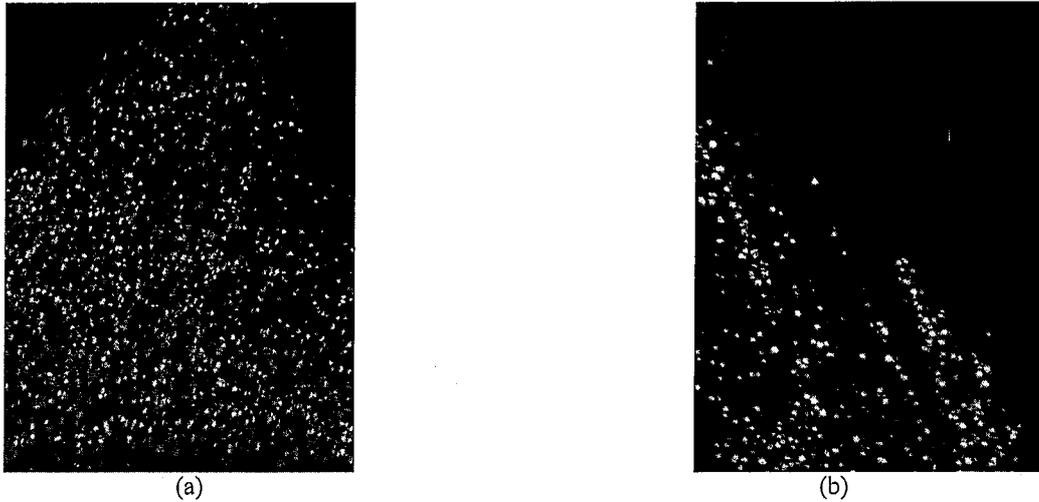


FIGURE 5: Atomization characteristics for different water levels over the transducer: a) with an approximate volume of 0.2 ml; b) in the final stages of the process with only a thin layer of liquid on the disk surface. In both images, resolution is  $5 \mu\text{m}/\text{pixel}$ , field of view is  $1.45 \times 1.9 \text{ mm}$ , and the forcing voltage was set to 30 V.

### Droplet size distributions

In good agreement with previous studies, the droplet size distribution measurements in the present experiments confirm a series of statements that are generally accepted. As pointed in the previous Section, the range in which droplet diameters vary is quite reduced, in agreement with Lang's hypothesis relating droplet sizes with ultrasonic frequency. However, the transient measurements in this study reveal that the change in the atomization characteristics described in Figs. 5 a) and 5 b) related to the water level over the transducer, is accompanied by the appearance of a second peak of larger droplets in the size distribution function.

If a constant water level is maintained over the ceramic disk, the distribution does not change with time. This can be observed in Fig. 6, corresponding to an excitation voltage of 32.5 V. The axes in the plot represent time (in linear scale), droplet diameter (logarithmic) and percentage in volume of the atomized liquid corresponding to each diameter class.

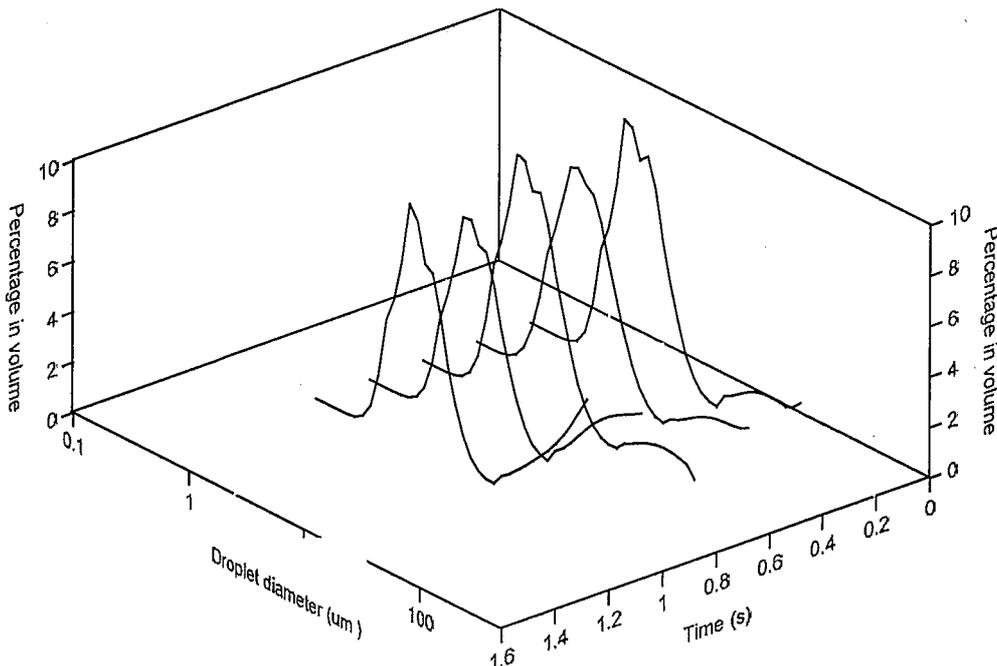


FIGURE 6: Temporal evolution of the droplet size distribution for a fixed liquid level over the transducer and a forcing voltage of 35 V. Note the logarithmic scale in the droplet diameter axis

At this point, it has to be noted that the distribution function actually represents a histogram with bins of a width that is not constant. On the contrary, it increases exponentially with the diameter. For this reason, plotting the

histogram in logarithmic coordinates gives a direct indication of the liquid volume percentage in each bin as if they were equal.

In Fig. 6 a main peak is clearly located around 3.5  $\mu\text{m}$ . A secondary peak is observed in some measurements about 5.2  $\mu\text{m}$ . A final rise is also observed in the 60-70  $\mu\text{m}$  region, which can be mainly related to splashing due to the displacement of the liquid volume as a whole.

When the water mass initially deposited over the transducer is allowed to be atomized in its entirety, the temporal evolution reveals a change in the nebulization conditions. Figure 7 shows an example of temporal evolution for an excitation voltage of 40 V. Initially, a distribution similar to that described in Fig. 6 is observed. However, as time progresses, the distribution evolves, and the peak located in the 60-70  $\mu\text{m}$  range increases at the expense of the one corresponding to 3-5  $\mu\text{m}$ . It can also be noted that the initial double peak in 3.5 and 5.2  $\mu\text{m}$  tends to merge into a single one as time advances for most of the voltages measured. In any case, the size dependence on voltage is relatively weak. It has to be remarked that, although droplet size is mainly dependent on frequency, the rate at which liquid is atomized is mostly controlled by the forcing amplitude.

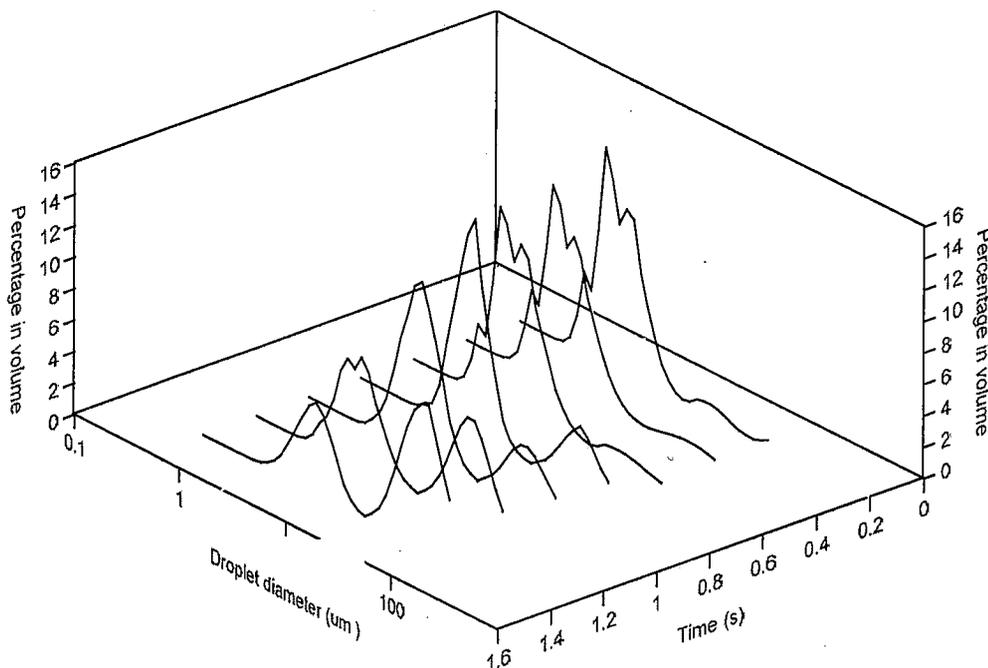


FIGURE 7: Temporal evolution of the droplet size distribution for the atomization of a small amount of water deposited over the transducer without further addition of liquid. Forcing voltage 40 V.

From the size distributions, some statistical parameters have been calculated. Mean diameter,  $D_{10}$ , and mass mean diameter,  $D_{30}$ , both of them based on number of droplets, as a function of the forcing voltage are presented in Fig. 8. The same plot includes also 10% and 50% volume percentiles,  $D_{v0.5}$  and  $D_{v0.1}$ .  $D_{30}$  and especially  $D_{v0.5}$  increase for high voltages due to the higher relative weight given to large droplets. Despite this increase, it is remarkable that for voltages between 22.5 and 37.5 V, even the 50% percentile is located below 6  $\mu\text{m}$ . For temporally evolving atomization, a diameter increase is observed for the final stages, when almost all the water has been nebulized.

### Conclusions

Ultrasonic water atomization at MHz frequencies has been studied. Experiments have been performed both maintaining a constant water level over the piezoceramic transducer, and leaving a fixed liquid volume to be atomized completely. In this way, the temporal evolution of the process has been analyzed. It has been confirmed that the droplet size distribution is relatively independent of the forcing voltage. For the oscillation frequency in the present measurements, 1.65 MHz, the droplet size distribution function presents a main peak between 3 and 5  $\mu\text{m}$ . However, at high voltages, violent splashing displaces the droplet distribution towards a secondary maximum, corresponding to larger diameters on the order of 60  $\mu\text{m}$ .

The atomization process occurs according to the following sequence. The ultrasonic vibration of the ceramic disk causes the oscillation of the liquid mass, and the appearance of surface waves in the air/liquid interface. However, generation of the small droplets appears to originate from the presence of cavitation bubbles that are formed in the disk/water interface, and that subsequently collapse or propagate to the liquid surface. Bubble formation only occurs for amplitude oscillations over a certain threshold, corresponding to forcing voltages above 15 V.

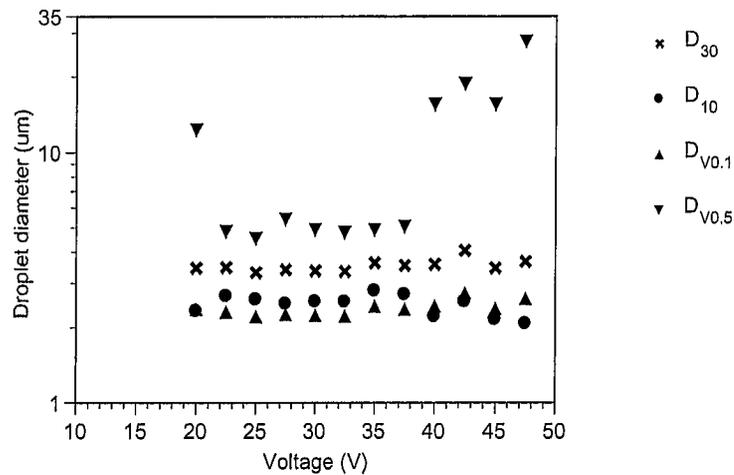


FIGURE 8: Mean diameter,  $D_{10}$ , mass mean diameter,  $D_{30}$ , 10% and 50% volume percentiles,  $D_{v0.5}$  and  $D_{v0.1}$  as a function of the forcing voltage.

For the final atomization stages, when the water over the transducer is almost depleted, the spatial distribution of the droplet cloud changes. Instead of a homogeneous mist, droplets emerge in discrete filaments. This is accompanied by an increase in the droplet diameter, evidenced by the presence of a second peak around 50  $\mu\text{m}$ . This effect has been tentatively associated to the decrease in the surface curvature.

#### Acknowledgements

This project has been partially supported by the Diputación General de Aragón, under contract P104/97.

#### References

- [1] L. Bendig, "New developments of ultrasonic atomizers", Proceedings of the 4th Int. Conf. Liquid Atomization and Sprays Systems, 133-138, (1988).
- [2] W.R. Wood and A.L. Loomis, "The physical and biological effects of high frequency sound-waves of great intensity", *Phil. Mag.* vol. 4 (22), 417-437, (1927).
- [3] M. Faraday, M., "On the forms and states assumed by fluids in contact with vibrating elastic surfaces", *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* 52, 319-340, (1831).
- [4] Lord Rayleigh "On the crispation of fluid resting upon a vibrating support", *Phil. Mag.* 15, (5), 50-58, (1883).
- [5] Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, Ser.6, 34, 94, (1917).
- [6] K. Söllner, "The Mecanism of the Formation of Fogs by Ultrasonic Waves", *Trans. Faraday Soc.*, 32, 1532-1536, (1936).
- [7] V.I. Sorokin, "The effect of fountain formation at the surface of a vertically oscillating liquid", *Soviet Phys. Acoust.*, vol. 3, 281-291, (1957).
- [8] W. Eisenmenger, "Dynamic Properties of Surface Tension of Water and Aqueous Solutions of Surface Active Agents with Standing Capillary Waves in the Frequency Range from 10 kHz to 1.5 MHz", *Acoustica*, vol. 9, 327-340, (1959).
- [9] R.J. Lang, "Ultrasonic Atomization of Liquids", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 34 (1), 6-8, (1962).
- [10] R.L. Peskin and R.J. Raco, "Ultrasonic Atomization of Liquid", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 35, 1378-1381 (1963).
- [11] O.K. Eknadosyants, "Role of Cavitation in the process of Liquid atomization in an Ultrasonic Fountain", *Soviet Physics - Acoustics*, vol.14, (1), 80-84, (1968).
- [12] D. Sindayihebura, J. Cousin and C. Dumouchel, "Experimental and Theoretical Study of Sprays Produced by Ultrasonic Atomizers", *Part. and Part. System Charact.*, vol. 14, 93-101, (1997).
- [13] D. Sindayihebura and L. Bolle, "Ultrasonic Atomization of Liquid: Stability Analysis of the Viscous Liquid Film Free Surface", *Atomization and Sprays*, vol. 8, 217-233, (1998).

# Excitation System for Piezoelectric Atomizer Characterization

X. Jordà<sup>1</sup>, M. Lozano<sup>1</sup>, E. Chico<sup>1</sup>, A. Lozano<sup>2</sup>, H. Amaveda<sup>3</sup>, F. Barreras<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Centre Nacional de Microelectrònica (CNM-CSIC), Campus UAB, 08193 Bellaterra  
Cerdanyola del Vallès, Spain

Tel. +34 93 594 77 00 Fax. +34 93 580 14 96

e-mail: [xavier.jorda@cnm.es](mailto:xavier.jorda@cnm.es)

URL: [www.cnm.es](http://www.cnm.es)

<sup>2</sup> LITEC (CSIC), Marfa de Luna, 10  
50015 Zaragoza, Spain

<sup>3</sup> CPS, Universidad de Zaragoza, Maria de Luna, 3  
50015 Zaragoza, Spain

## Keywords

Piezo actuators, high frequency power converters, device characterization

## Abstract

Piezoelectric ceramic materials are of main interest in the field of atomization applications, in order to generate microscopic droplets, which are difficult to obtain by mechanical systems. In this work an excitation electronic system for piezoelectric transducers is presented. The system is oriented to piezoelectric device characterization with resonance frequencies up to 2MHz and is based on a full bridge DC - AC voltage converter implemented with power VDMOS transistors. The technical solutions adopted to design and fabricate the system, as well as the main electrical characteristics in operation conditions are discussed in detail. The system allowed the measurement of droplet diameter distribution using a laser diffractometer. The most relevant results concerning a typical PZT transducer during atomization operation are also shown. Contributions to piezoelectric transducer modeling and simulation are also proposed.

## Introduction

Ultrasonic atomization is an efficient method to generate aerosols made up of microscopic droplets which are very difficult to obtain using mechanical methods (pressure atomizers or gas flux assisted atomizers). Two main alternative methods arise for ultrasonic atomization: to force the fluid flux through an ultrasonic steady wave [1], or to place the fluid on the surface of an ultrasonic transducer [2], this last solution being the studied one in this work. Two physical mechanisms control the droplets generation: capillary wave formation at the fluid surface [3][4] and cavitation [5]. The interaction of both phenomena is nowadays an unsolved problem, giving this research field a particular interest. Nevertheless, the physical mechanism responsible of the fluid atomization in the specific conditions of the present work could be summarized as follows. A fluid layer is placed on the surface of a piezoelectric ultrasonic transducer. When the transducer is excited at its resonance frequency, vibration motion is transmitted to the fluid. If the vibration amplitude is relatively high, local high-depression zones appear generating vapor bubbles by cavitation. When these bubbles reach the air-fluid interface, they broke its surface tension producing a small cloud of microscopic droplets dissipating in the air. This aerosol shows two very interesting properties: Firstly, droplets diameter distribution is very narrow and secondly, droplets diameter depends only on the excitation frequency [6] which can be precisely fixed selecting the appropriate transducer. This method is very suitable to generate microscopic droplets working in the MHz excitation frequency range. Droplet diameters

around 5µm are required in important applications such as spray generation and inhalation of medicines for the respiratory tract.

Some circuits and power converters have been proposed for piezoelectric ultrasonic transducer excitation [7][8]. Nevertheless, there is a lack of appropriate AC sources for ultrasonic transducer characterization with adjustable parameters such as output frequency or voltage amplitude. This work shows the implementation of a DC-AC converter specifically designed for piezoelectric transducer characterization devoted to fluid atomization. The main feature of the proposed characterization system is to avoid self-heating in the transducer. The ceramic temperature increase modifies the behavior of the transducer, which could be even depolarized if its Curie temperature is reached. The test circuit works in burst mode, the atomizer behavior being representative of true working conditions. Experimental results using the proposed system are shown, including droplet diameter tests obtained with a laser diffractometer.

## Piezoelectric atomization principles

### Electromechanical equations

The family of PZT ceramics (lead, zirconium and titanium compounds) is the base for piezoelectric mechanical transducers due to their high polarizing parameters and also due to the possibility to introduce doping materials to adjust these parameters. Geometrically, atomization transducers are usually manufactured as sintered PZT discs, showing a metallisation and an electric terminal on each side. When an AC voltage is applied between both terminals, piezoelectric mechanical vibrations are transmitted to the fluid layer on the surface of the transducer and a cloud of microscopic droplets appears as explained in the preceding section (capillary waves and cavitation), if vibration amplitude is high enough.

From the mechanical point of view, nominal droplets' diameter  $D$  (in cm) is given by the following expression [6]:

$$D = 0.34 \left( \frac{8\pi T}{\rho f^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1)$$

where  $T$  is the surface tension of the fluid,  $\rho$  its density and  $f$  the excitation frequency. As it can be observed, the droplet size for a given fluid depends only on the excitation frequency. On the other hand, it has been experimentally reported that the required power  $P$  to atomize a flux volume  $D_v$  represents only 8% of the total delivered power [9], and its expression can be written as follows:

$$P = \frac{3 T D_v}{0.5 D} \quad (2)$$

The remaining 92% of the applied power is dissipated in multiple reflections inside the fluid, in non-linear phenomena and as heat.

### The equivalent circuit

The electrical behavior of piezoelectric transducers is described by means of their impedance plot. Fig. 1 shows this plot, i.e. the module of the impedance and its phase, for a standard PZT transducer from American Piezo Ceramics Inc., obtained using an HP4195A Spectrum Analyzer. The change of both curves at the fundamental or resonance frequency (1.6675MHz in this case) can be clearly observed. For some applications, only the frequency range around the resonance is of main interest and the electrical behavior of the transducer can be described by the equivalent circuit of Fig. 2-a. This circuit is based on a R-L-C series branch with a capacitor  $C_0$  connected in parallel. The capacitor  $C_0$  takes into account the effect of contact metallisations on each side of the ceramic. Nevertheless, at higher frequencies other impedance changes appear. Thus, a more accurate equivalent circuit is depicted in Fig. 2-b including two additional R-L-C branches to take into account these impedance discontinuities observed at high frequency. Table I summarize the main observed characteristic frequencies of the

studied transducer as well as their associated R, L and C values in the complete equivalent circuit, extracted from the impedance plot.

Frquency (MHz)	R ( $\Omega$ )	L ( $\mu$ H)	C (pF)	Co (pF)
1.6675	2.2	67.26	135.283	706.499
5.46	31.15	38.644	21.786	706.499
15.592	0.3256	0.1358	767.177	706.499

Table I: Characteristic frequencies and their R-L-C associated values.

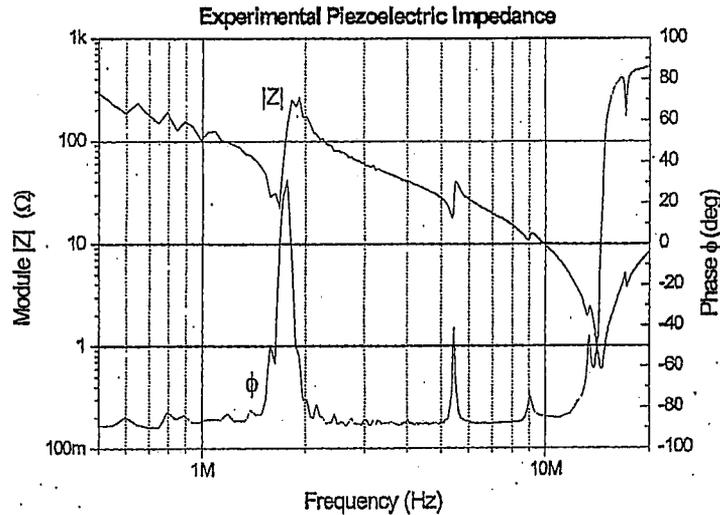


Figure 1: Experimental impedance plot (module and phase) of a standard PZT piezoelectric transducer obtained with an HP4195A Spectrum Analyzer.

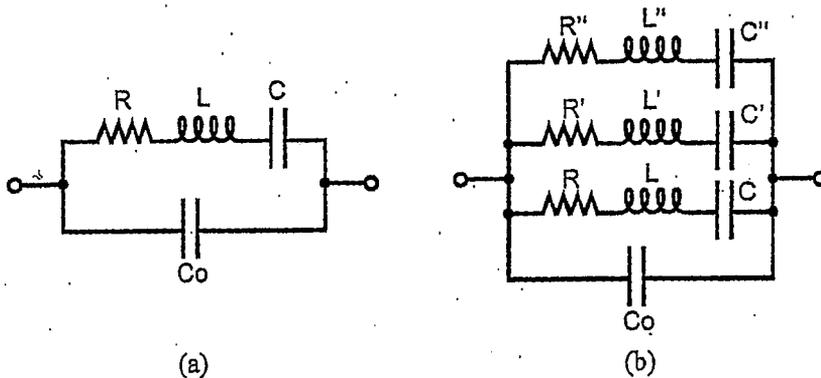


Figure 2: (a) Electric equivalent circuit of the piezoelectric transducer near the resonance frequency. (b) Equivalent circuit for extended frequency range.

Minor spurious changes in the impedance plot are visible in Fig. 1 but they are not considered in the equivalent circuit. It is important to note that the plot in Fig. 1 has been acquired with a fluid layer (water) on the top side of the transducer giving a mechanical damping effect. Otherwise, additional spurious frequencies appear.

Fig. 3 shows the impedance plot corresponding to the equivalent circuit of Fig. 2-b using R, L and C values of Table I and the PSPICE simulation software. The fit with Fig. 1 is evident and main electrical behavior of the transducer can be simulated using the proposed model.

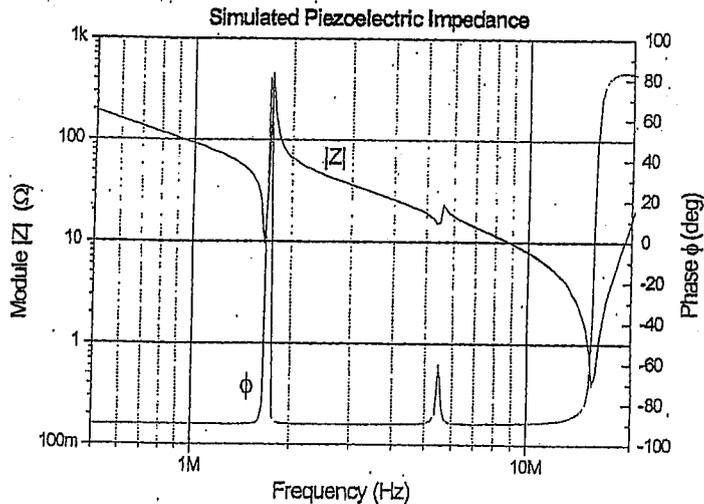


Figure 3: Simulated impedance plot of a standard piezoelectric transducer represented with three R-L-C branches and a capacitor  $C_0$  in parallel, as well as the parameters shown in Table I.

### The excitation system

The main purpose of an excitation system for ultrasonic transducers consists in the application of an alternate voltage, supplying the required power to generate the aerosol fog. Three parts can be considered. Firstly the power stage directly connected to the transducer, supplying to it the required energy. Secondly the control stage responsible of the power stage management and user interface. Finally, standard power supplies are required for the control stage as well as for the gate drive circuits in the power stage. An external DC voltage power supply has also to be connected to the DC-AC converter input, constituting the main energy source for the transducer operation.

### The power stage

Considering the electrical behavior of the piezoelectric transducer around its resonance frequency described simply by a series R-L-C circuit and  $C_0$  capacitor (Fig. 2-a), the full bridge (or H-bridge) topology shown in Fig. 4 can apply an alternate square wave voltage from a DC voltage supply, obtaining quasi-sinusoidal current waveforms [10].

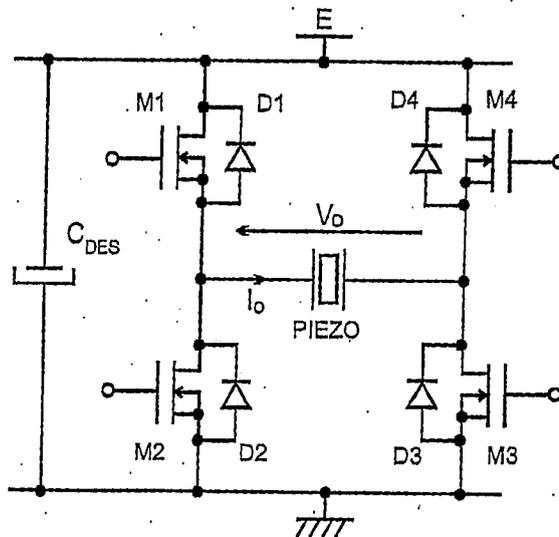


Figure 4: Full bridge DC-AC converter implemented with 4 power MOSFETS and their intrinsic diodes.

The MOSFET transistors represented in Fig. 4 are controlled following a "diagonal" pattern; i.e. M1 and M3 are controlled by the same control signal, as is the case for M2 and M4. If these gate control signals show a frequency slightly higher than the resonance one, a ZVS (Zero Voltage Switching) condition is obtained and when the transistors are turned ON their drain-to-source voltage is almost zero. This switching strategy decreases switching losses in the power devices, a very relevant subject in high frequency converter applications. Unfortunately, the described ideal behavior is not found in practice. Even if the piezoelectric transducer is operated near its resonance frequency, fast voltage variations due to MOSFET and diode switching excite higher characteristic frequencies and the complete equivalent circuit of Fig. 2-b must be considered. One consequence of this fact is that ZVS conditions are no longer valid. Nevertheless, the capability of the full-bridge converter to supply the transducer with an AC voltage remains valid. In this sense, another interesting issue of the H-bridge topology is that using a DC link voltage  $E$ , the peak-to-peak output voltage of the converter is  $2E$ . These aspects will be experimentally illustrated in the next section.

From the implementation point of view, the selection of power MOSFETs, gate drive integrated circuits and optocouplers has required a particular attention to ensure their correct operation at high frequencies. In particular, the selected MOSFET transistor was the IRFU110 from International Rectifier. Its nominal characteristics are  $0.54\Omega$  on-resistance, 100V breakdown voltage, 20ns switching times and a maximum dissipation capability of 25W in TO-251AA package. An additional advantage of this device is that its intrinsic diode is compatible with the proposed application as free-wheel diode. The minimum blanking times of the bridge are mainly fixed by the diode turn-off time of 100ns in this particular case. The use of the MOSFET internal diode simplifies the circuit connections and the associated parasitic effects. The whole converter layout has also followed an accurate design process to avoid the influence of parasitic inductance. The selected gate drive circuit has been the MAX4420, showing a very fast response, compatible with the IRFU110, and 15V operation capability. More critical is the optocoupler selection. The final device used in the present application has been the HPCL2212. It introduces a 125ns delay time, which in fact is not of main importance for transducer characterization purposes and open loop control. Its main advantages are relatively fast switching times, high CMMR (Common Mode Rejection Ratio) ensuring high frequency isolation of the control stage, and 15V operation capability.

### The control stage

The control stage receives the characterization conditions fixed by the user at the front panel controls (potentiometers, switches and selectors) and generates the full-bridge input signals. The system is based on burst mode operation to minimize the self-heating of the piezoelectric under test, avoiding temperature effects on transducer behavior. Hence, the final obtained performances of the control circuits can be summarized as follows:

- Oscillation frequency of the pulse train making up each burst (switching frequency of the MOSFET transistors), between 500kHz and 2MHz.
- Burst repetition rate between 1Hz and 1kHz.
- Number of pulses in one burst, from 1 to 99.999.
- Single burst mode or repetitive burst mode.
- Duty cycle range between 10% and 100%.

Concerning the control stage implementation, it has been based on 5V high-speed CMOS logic components (74HCXX and 74ACXX families), although the CMOS version of the well known "555" timer has also been used. One main design criterion has been to use standard circuits in order to obtain a low cost, robust and easy maintenance system. Fig. 5 shows the front panel picture of the finished system with a piezoelectric transducer connected to the output. The number of pulses is fixed in the five digits central pre-selector, while oscillation frequency, duty cycle and burst repetition rate are fixed by means of precision potentiometers on the low side. The two BNC connectors are used to monitor the excitation signals.

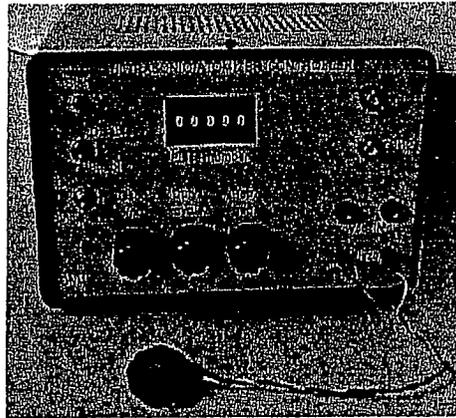


Figure 5: Front panel of the excitation system showing the main controls and connectors, as well as a piezoelectric transducer connected to the output.

## Experimental results

### Electrical results

The system was functionally tested in order to validate its main characteristics. During this phase, an R-L-C circuit using discrete components was connected to the DC-AC converter output and almost ideal waveforms in ZVS conditions were observed as shown in Fig. 6. The switching frequency was close to 1.7MHz, applied voltage was 30V and the obtained peak current 1.9A. Nevertheless, when a piezoelectric transducer is connected to the DC-AC converter, the current and voltage waveforms of Fig. 7 are obtained, showing high frequency superposed ripple. This phenomenon is explained by sudden voltage variations at the output of the converter exciting higher proper frequencies of the piezoelectric ceramic. The experimental output current corresponds in fact to the superposition of, at least, the three harmonic components detailed in Table I (1.6675MHz, 5.46MHz and 15.592MHz). This point has been verified performing PSPICE simulations of the DC-AC converter exciting the complete equivalent circuit of Fig. 2-b. Fig. 8 shows the simulated current and voltage waveforms corresponding to the same experimental conditions of Fig. 7. It is very difficult to obtain a perfect fit between simulated and experimental waveforms due to model simplifications at the transducer and MOSFET level, inaccuracies in frequency and duty cycle measurement, etc. Nevertheless, the basic phenomena responsible of high frequency oscillations are perfectly described by the simulation.

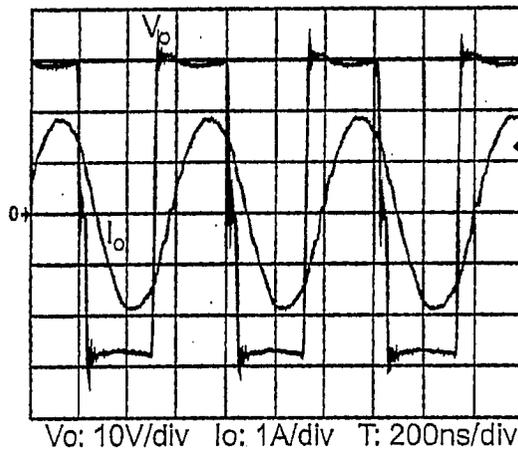


Figure 6: Current and voltage waveforms measured at the full-bridge output with a pure R-L-C load of 1.7MHz resonance frequency.

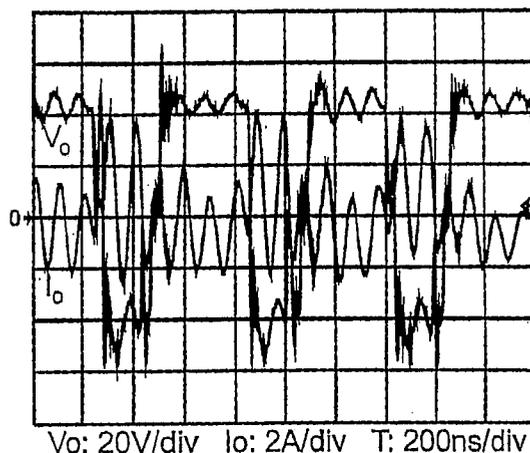


Figure 7: Current and voltage waveforms measured at the converter output with a 1.6675MHz resonance frequency piezoelectric transducer connected to it.

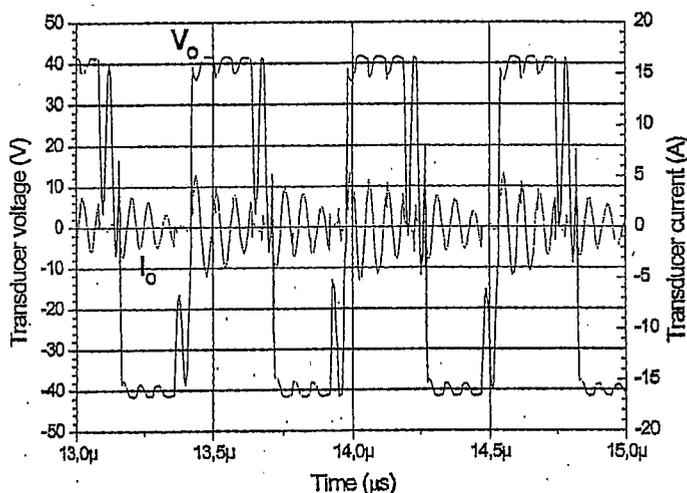


Figure 8: Simulated voltage and current waveforms of the full-bridge output, using the equivalent circuit of Fig. 2-b and the parameters of Table I to represent the transducer.

### Droplet diameter measurements

Despite the high frequency ripple problem mentioned above, the implemented excitation system allows the atomization of fluids. The experiments have been performed using a 20mm diameter PZT ceramic disc of 1.6675MHz resonance frequency and the atomized fluids have been water and alcohol. Fig. 9 shows the picture of a cloud made up of water droplets obtained during the atomization process and exciting the transducer exactly at its resonance frequency. To characterize the droplet diameter distribution of such a cloud, a Malvern Mastersizer laser diffractometer has been used. Fig. 10 shows the experimental set up, including the transducer, the diffractometer and its laser beam, the developed excitation system, the external DC voltage power supply and a monitoring oscilloscope. Fig. 11 summarizes the droplet diameter distribution in percentage of the volume, in function of the applied DC voltage. It is interesting to observe that atomization starts with an applied voltage of only 12.5V. In addition, and as predicted by the theory, the DC link voltage influences the atomized relative volume although the peak distribution remains at  $9\mu\text{m}$ , fixed only by the excitation frequency. Fig. 12 shows again three diameter distribution curves for three different DC voltages, where the same peak frequency is clearly observed. The best atomization conditions are obtained using a 50% duty cycle, while the minimum number of burst pulses to start atomization is approximately 10000.

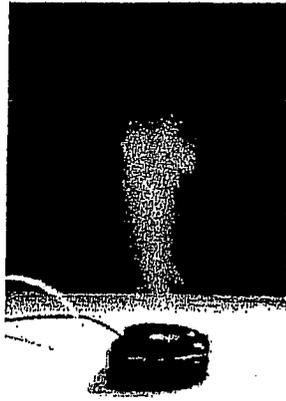


Figure 9: Droplets fog obtained during the atomization process using the studied transducer.

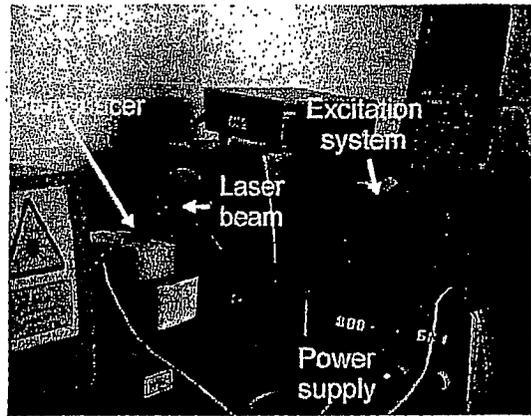


Figure 10: Experimental set-up for droplet diameter distribution measurements using a laser diffractometer.

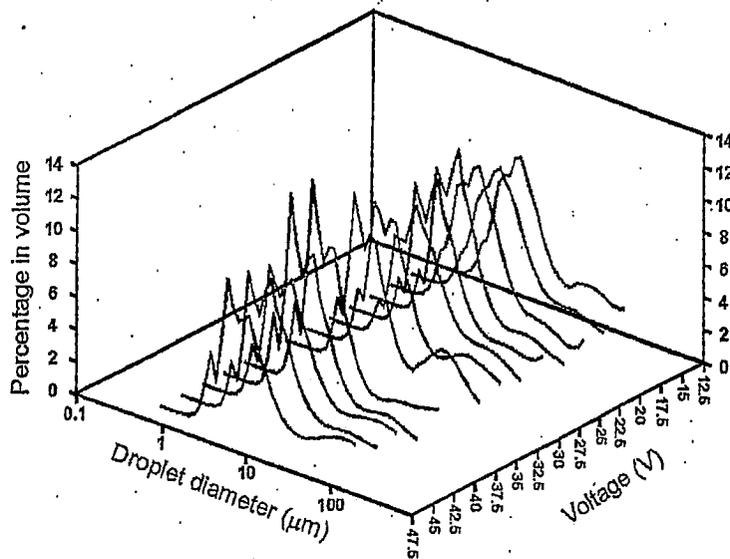


Figure 11: Variation of the droplet diameter distribution with the supply voltage. As it can be observed, atomization starts at 12.5V and all the peaks are centered around 9 $\mu$ m.

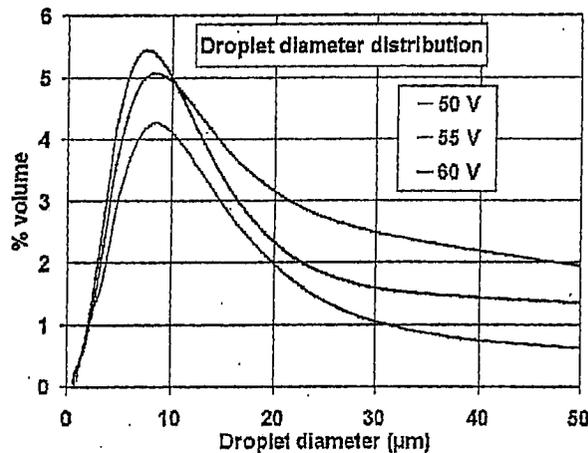


Figure 12: Droplet diameter distribution at three different supply voltages. In all the cases, the peak is centered at 9 $\mu$ m, depending only on the value of the excitation frequency.

# Convertidor DC/AC de alta frecuencia para la caracterización de resonadores piezoeléctricos en aplicaciones de atomización

X. Jordà<sup>1</sup>, M. Lozano<sup>1</sup>, A. Lozano<sup>2</sup>, H. Amaveda<sup>3</sup>, F. Barreras<sup>3</sup>

<sup>1</sup> CNM-IMB (CSIC). Campus UAB. 08193 Bellaterra, Barcelona  
Tel.: 93 594 77 00 Fax.: 93 580 14 96 email: xavier.jorda@cnm.es

<sup>2</sup> LITEC (CSIC), María de Luna, 10, 50015 Zaragoza

<sup>3</sup> CPS, Universidad de Zaragoza, María de Luna, 3, 50015 Zaragoza

## Resumen

Las cerámicas piezoeléctricas presentan un gran interés en el campo de la atomización de fluidos, pues los transductores basados en dichos materiales permiten generar nubes de gotas microscópicas con diámetros del orden de algunas micras. El presente trabajo presenta un convertidor DC/AC específicamente desarrollado para excitar y caracterizar atomizadores piezoeléctricos. El sistema se basa en un convertidor en puente completo con transistores VDMOS que alcanza una frecuencia de conmutación de 2MHz trabajando en modo ráfaga para evitar el autocalentamiento. La funcionalidad del equipo ha quedado demostrada con las medidas eléctricas y de tamaño de gota efectuadas sobre un transductor de 1.67MHz de frecuencia de resonancia.

## 1. Introducción

La posibilidad de generar nubes de gotas mediante ondas ultrasónicas fue inicialmente propuesta por Wood y Lumis en 1927 [1]. En las últimas décadas, el desarrollo de materiales piezocerámicos ha despertado un renovado interés en el estudio de este tipo de atomizadores porque son capaces de producir aerosoles con unas características peculiares. La distribución de tamaños es muy estrecha y, en principio, el diámetro medio depende sólo de la frecuencia ultrasónica [2] y es fácilmente controlable. Este método resulta especialmente atractivo para generar gotas de tamaños microscópicos, difíciles de conseguir por los medios mecánicos habituales (atomizadores de presión o asistidos por flujos gaseosos), trabajando con frecuencias en el rango de MHz. Tamaños de este orden (típicamente en torno a 5  $\mu\text{m}$ ) son los requeridos en aplicaciones tan importantes como la nebulización e inhalación de medicamentos en solución para tratamientos de afecciones de las vías respiratorias. Aunque existen circuitos de excitación específicos para determinados transductores piezoeléctricos [3] [4], una dificultad que se presenta en el estudio de resonadores piezoeléctricos para atomización es la escasez de fuentes de señales ultrasónicas sintonizables en frecuencia, de tensión de salida variable y capaces de proporcionar las potencias necesarias para que se produzca la formación de gotas. En este trabajo se presenta un sistema de excitación de cerámicas piezoeléctricas basado

en un convertidor DC/AC con topología de puente completo (Full Bridge), empleando transistores MOSFET de potencia hasta una frecuencia de trabajo de 2MHz. En concreto, se describe el comportamiento electromecánico de los atomizadores piezoeléctricos considerados, el diseño del sistema de excitación y se muestran diversos resultados experimentales relativos a la respuesta eléctrica y a la generación de microgotas con el equipo propuesto.

## 2. Comportamiento del transductor piezoeléctrico

Desde el punto de vista eléctrico, la respuesta en frecuencia de los atomizadores piezoeléctricos es del tipo mostrado en la Fig. 1, obtenida de un analizador de espectros HP4195A para un transductor PZT (circoniato-titaniato de plomo) de 20mm de diámetro, fabricado por American Piezo Ceramics. Pueden observarse los cambios característicos del módulo de la impedancia y de su fase a la frecuencia fundamental o de resonancia (1.6675MHz), así como respuestas secundarias a 5.46MHz y 15.59MHz.

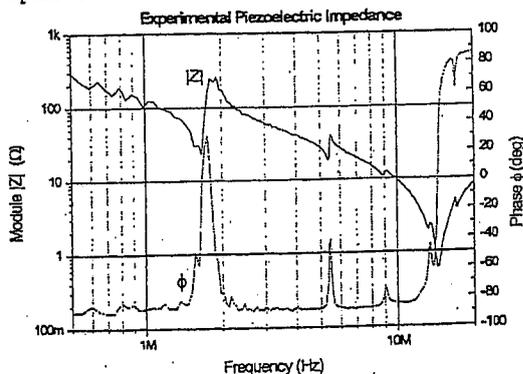


Fig. 1. Curvas de impedancia del transductor estudiado.

El comportamiento de dicha respuesta en frecuencia suele describirse mediante el circuito equivalente de la Fig. 2, compuesta de una rama principal R-L-C serie asociada a la frecuencia de resonancia fundamental, en paralelo con una capacidad  $C_0$  y con otras dos ramas R-L-C secundarias. La capacidad  $C_0$  está relacionada con la capacidad estática asociada a las metalizaciones necesarias para realizar los

contactos eléctricos. La Tabla 1 muestra los valores de los elementos del circuito equivalente necesarios para describir las curvas observadas en la Fig. 1.

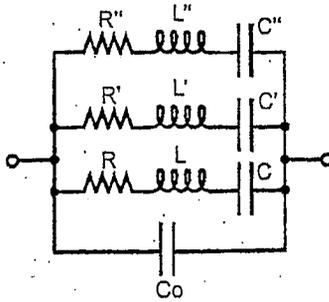


Fig. 2. Circuito equivalente del transductor piezoeléctrico.

Frec (MHz)	R ( $\Omega$ )	L ( $\mu$ H)	C (pF)	Co (pF)
1.6675	2.2	67.26	135.283	706.499
5.46	31.15	38.644	21.786	706.499
15.592	0.3256	0.1358	767.177	706.499

Tabla 1. Parámetros y frecuencias del circuito equivalente de la Fig. 2 correspondientes a las curvas de la Fig. 1.

El comportamiento electromecánico del transductor en las condiciones consideradas en el presente trabajo, puede explicarse simplificado del siguiente modo. Si se sitúa una película de líquido sobre la superficie de una cerámica piezoeléctrica y se la excita con una tensión alterna a la frecuencia de resonancia, la cerámica transmite su movimiento vibratorio a las partículas del líquido. Si la frecuencia de resonancia y la amplitud de vibración son lo suficientemente importantes se crean zonas locales de depresión tan elevada que el líquido cambia de fase dando lugar a la formación de burbujas de vapor por cavitación. Dichas burbujas se dirigen hacia la superficie del fluido donde rompen su tensión superficial y generan una nube de gotitas microscópicas que se disipan en el aire. El diámetro de las mismas viene determinado en primera instancia por la relación de Lang:

$$D = 0.34 \left( \frac{8\pi T}{\rho f^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1)$$

donde D representa el diámetro de gota en cm, T la tensión superficial del fluido,  $\rho$  su densidad y f la frecuencia de excitación. Experimentalmente se ha determinado que la potencia necesaria para atomizar un flujo volumétrico determinado de fluido, representa aproximadamente el 8% de la potencia total ultrasónica y el resto se pierde en reflexiones múltiples en el fluido, fenómenos no lineales, etc. Una parte de la energía eléctrica cedida al resonador se disipa también en forma de calor en la resistencia que aparece en el circuito equivalente. De todos modos, el campo de la atomización ultrasónica es complejo, continúa abierto y los mecanismos físicos que la explican se ven a menudo replanteados.

### 3. Sistema de excitación

El objetivo de un circuito de excitación para un transductor piezoeléctrico, consiste en la aplicación de una tensión alterna entre sus bornes, transmitiéndole al mismo tiempo la

potencia necesaria para la formación de la nube de gotas. Las partes esenciales de que se compondrá un sistema de este tipo son la etapa de potencia, directamente conectada al transductor y responsable de transmitirle la potencia necesaria desde una fuente de energía primaria externa al sistema desarrollado, la etapa de control encargada de gestionar el funcionamiento de la etapa de potencia así como de realizar la interfase con el usuario y finalmente, las fuentes de alimentación auxiliares. Para evitar el auto calentamiento del piezoeléctrico el sistema debe poder excitarse en modo ráfaga, es decir, enviando N de pulsos de tensión a la frecuencia deseada tras los cuales se deja a la cerámica en reposo hasta la llegada de la nueva ráfaga.

La etapa de potencia: El núcleo del sistema de excitación propuesto lo constituye un convertidor DC/AC en puente completo como el mostrado en la Fig. 3. Dicho convertidor consta de cuatro transistores VDMOS que le permiten trabajar hasta 2MHz, limitando la disipación por auto calentamiento. Los diodos de free-wheel representados en la Fig. 3 son los propios diodos internos fuente-drenador del VDMOS, lo que simplifica el conexionado y repercute positivamente en la disminución de oscilaciones parásitas.

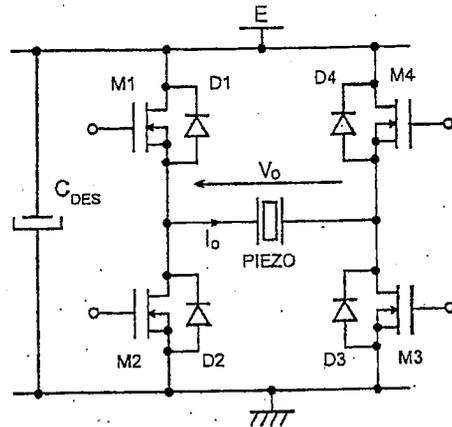


Fig. 3. Esquema básico del puente completo con transistores MOSFET IRF110 y sus propios diodos internos en antiparalelo.

La salida del convertidor, aplica una onda de tensión cuadrada al piezoeléctrico con un valor pico a pico el doble de la tensión continua de entrada al puente. Este punto es uno de los que hacen atractivo al puente completo para la presente aplicación, pues existen otras configuraciones que utilizan sólo uno o dos transistores pero que permiten un peor aprovechamiento de la fuente de tensión continua. El control de bloqueo y de disparo de los transistores se realiza en "diagonal", es decir, las mismas señales de control se envían por parejas a M1-M3 y M2-M4. La selección del transistor es clave para determinar las características del sistema final. El dispositivo escogido ha sido el IRF110 de International Rectifier, transistor de 100V de tensión de ruptura, 0.54 $\Omega$  de resistencia en estado conductor y unos tiempos de conmutación del orden de los 20ns para el MOSFET y del orden de los 100ns para el diodo interno. El encapsulado de este dispositivo es del tipo TO-251AA con una capacidad de disipación de potencia de unos 25W. Para excitar la puerta de los transistores del puente, se ha empleado el driver integrado MAX4420, con una excepcional respuesta en frecuencia. La etapa de potencia

debe estar aislada galvánicamente de la de control para proteger esta última en caso de mal funcionamiento y para permitir el control de las puertas de los MOSFET con referencias de tensión flotantes. La solución más práctica consiste en utilizar optoacopladores, pero estos dispositivos suelen ser lentos e introducen tiempos de propagación muy elevados. Finalmente, se ensayó el optoacoplador HCPL2212 de Agilent con éxito, aunque al límite de sus posibilidades. En efecto, su salida presenta unos frentes de subida de unos 100ns, que posteriormente son reconstituidos por el driver MAX4420, además de introducir un retraso global de 125ns que no supone problema alguno pues se da por igual en los cuatro canales de control, uno por cada transistor. Otras características importantes del HCPL2212 son su capacidad de operar con tensiones de alimentación de 15V y su elevado CMMR (Common Mode Rejection Ratio), parámetro que garantiza un buen aislamiento hacia la etapa de control frente al ruido generado por los elevados  $dV/dt$  en la etapa de potencia. Finalmente, dicha etapa necesita de una fuente primaria de energía en forma de fuente de tensión continua, que para proporcionar mayor flexibilidad y tratándose de un sistema de laboratorio, puede ser cualquier fuente externa que no sobrepase los 100V. Justo a la entrada del puente, la tensión continua de potencia debe ser desacoplada con una capacidad que evite un elevado rizado de la misma cuando sea solicitada con picos de corriente elevados. Cada canal constituido por un optoacoplador, un driver y un MOSFET está dotado con una fuente de alimentación flotante de 15V, tensión que aplicada a la puerta del MOSFET proporciona una resistencia en conducción suficientemente baja, así como una buena inmunidad frente a picos parásitos de tensión. Toda la etapa de potencia ha sido realizada en una misma placa de circuito impreso y dada la elevada frecuencia de trabajo de los transistores así como de los niveles de corriente que pueden alcanzarse (algunos amperios), el layout ha sido muy cuidado, principalmente con el objetivo de minimizar inductancias parásitas responsables de picos no deseados de tensión.

**La etapa de control:** La etapa de control consta esencialmente de la placa con los circuitos de control y de los mandos de panel frontal que fijan las condiciones de test. Dicha placa de control está alimentada a 5V pues para implementar las funciones necesarias se han utilizado puertas lógicas CMOS de las familias 74HCXX y 74ACXX capaces de trabajar holgadamente a las frecuencias requeridas. La generación de los diversos impulsos que darán origen a las señales de control de la etapa de potencia se han confiado a la versión CMOS del conocido timer 555 que alcanza los 2MHz sin dificultad. Como puede verse, la filosofía de diseño ha sido utilizar circuitos integrados discretos y de bajo coste en lugar de microcontroladores, DSP o circuitos lógicos programables que requieren costosos sistemas de desarrollo y programación. Ello ha sido motivado por la relativa sencillez de las señales que debe generar el sistema y por la búsqueda de un sistema robusto y fácil de reparar. El circuito de control, funciona de la manera siguiente. Dos circuitos timer 555 en configuración astable generan la frecuencia de salida y la de repetición de las ráfagas en función de los potenciómetros correspondientes en el panel frontal. Un tercer potenciómetro fija el ciclo de trabajo de la tensión alterna

de salida gracias a un tercer integrado 555 en configuración monoestable. Unos preselectores de panel frontal establecen el número de pulsos que constituirán la ráfaga. Este número en código BCD es comparado en un bloque de comparadores con el número actual de pulsos que se dirigen a la salida de la placa de control, y cuando se alcanza el número preestablecido, se activa un subcircuito que inhabilita la posterior generación de pulsos hasta la ráfaga siguiente. Finalmente, a las cuatro señales de control correspondientes a los cuatro transistores de la etapa de potencia se les retrasan los frentes de subida para generar los tiempos muertos que evitan la conducción simultánea transitoria de dos transistores de una misma rama del puente. Para los transistores IRFU110 utilizados, un tiempo muerto de 120ns ha sido suficiente. En resumen, las prestaciones y condiciones de test que permite establecer el sistema diseñado son las siguientes:

- Frecuencia de oscilación del tren de impulsos que constituye una ráfaga, entre 500kHz y 2MHz.
- Frecuencia de repetición de las ráfagas entre 1Hz y 1kHz.
- Número de pulsos de la ráfaga entre 1 y 99.999.
- Elección entre un modo de ráfaga única disparada manualmente o una sucesión repetitiva de ráfagas.

#### 4. Resultados experimentales

Tras los lógicos ensayos de validación funcional del equipo de test, los primeros ensayos en carga se realizaron con un circuito R-L-C con una frecuencia de resonancia cercana a 1,7MHz. En la Fig. 4 pueden observarse las formas de onda de la tensión en bornes de la carga y de la corriente que la atraviesa cuando se aplica una tensión de excitación con una frecuencia ligeramente superior a la de resonancia. La respuesta del circuito es casi ideal, trabajando en modo ZVS y se ha comprobado que al añadir la capacidad estática Co, se observa una ligera disminución de los frentes de subida de la tensión y del valor máximo de la corriente, sin mayores consecuencias.

**Resultados eléctricos:** Los primeros ensayos realizados sobre la cerámica de 1.667 MHz han permitido observar la lógica dependencia de la eficacia de atomización con la frecuencia de excitación (máxima en la resonancia), pero también han puesto de manifiesto la importancia del ciclo de trabajo (cercano a 50% para una máxima atomización), del número mínimo de impulsos para iniciar la atomización (algunas decenas de miles, según la tensión aplicada) y del valor pico a pico de tensión. Sin embargo, el aspecto más destacado de la operación de las cerámicas piezoeléctricas con el convertidor propuesto lo muestra la Fig. 5. Pueden apreciarse la tensión y la corriente en bornes del piezoeléctrico y puede observarse como la forma de onda de la corriente se aleja del comportamiento sinusoidal esperado, aunque ello no afecta a su poder de atomización. Se ha demostrado que este fenómeno se debe a la excitación de las frecuencias características de orden superior por las rápidas variaciones de la tensión de salida durante las conmutaciones de los dispositivos de potencia.

**Medidas de tamaño de gota:** La Fig. 6 muestra el montaje experimental utilizado para evaluar la distribución del tamaño de gota generado por una cerámica piezoeléctrica excitada por medio del sistema desarrollado y basado en

técnicas de difracción láser. Los resultados obtenidos pueden observarse en la gráfica de la Fig. 7, donde se han representado distintas distribuciones del diámetro de gota (volumen relativo de gotas de cada tamaño en %), en función de la tensión de pico aplicada al transductor. Se observa como el máximo de todas las distribuciones se sitúa alrededor de  $9 \mu\text{m}$ , determinado únicamente por las características propias del resonador piezoeléctrico y, en particular, por su frecuencia de resonancia. Es interesante destacar como la atomización se inicia a tensiones relativamente bajas ( $12.5\text{V}$ ).

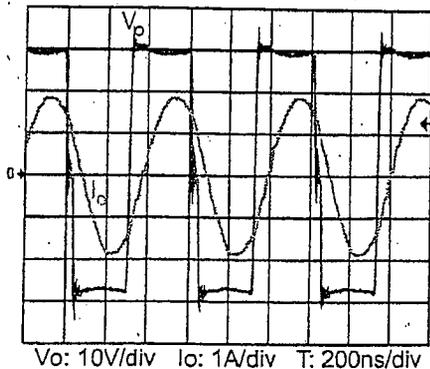


Fig. 4. Formas de onda con una carga R-L-C pura de  $1,7\text{MHz}$ .

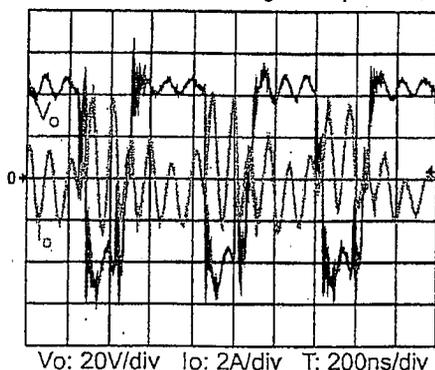


Fig. 5. Tensión y corriente del resonador piezoeléctrico de  $1,667\text{MHz}$  conectado a la salida del convertidor DC/AC.

## 7. Conclusiones

En conclusión, se ha desarrollado un sistema de excitación para la caracterización de resonadores piezoeléctricos basado en un convertidor DC/AC de alta frecuencia (hasta  $2\text{MHz}$ ), con frecuencia de salida variable y capaz de proporcionar la energía necesaria al transductor para atomizar líquidos en su superficie. La configuración y el uso del sistema resultan muy sencillos, es prácticamente autónomo, requiriendo tan sólo una fuente de tensión continua externa, muy robusto, de bajo coste y fácil mantenimiento pues se basa en circuitos y componentes estándar. Medidas experimentales de la distribución del tamaño de gota en la nube de aerosol generada por una cerámica piezoeléctrica, avalan el correcto funcionamiento del sistema. Sin embargo, se ha observado la excitación de armónicos de orden superior en la cerámica y aunque ello no limita la capacidad de atomización de la misma, se están

investigando alternativas que permitan disminuir este efecto para asegurar el funcionamiento del convertidor en las condiciones previstas durante su diseño. Las dos alternativas que se están estudiando consisten en el uso de inductancias de filtrado y de *snubbers* para limitar los rápidos  $dV/dt$  introducidos por los transistores VDMOS en conmutación.



Fig. 6. El equipo desarrollado, integrado en un sistema de medida de tamaño de gota por difracción láser.

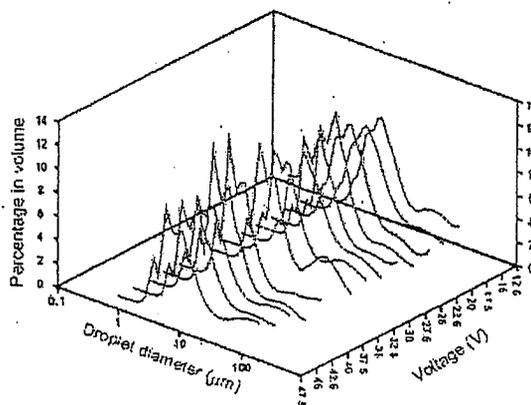


Fig. 7. Curvas de distribución del diámetro de gota en función de la tensión continua del convertidor (tensión de pico de salida). En todos los casos el máximo se situó sobre las  $9\mu\text{m}$ .

## Referencias

- [1] W. R. Wood, A. L. Loomis, "The physical and biological effects of high frequency sound-waves of great intensity", *Phil. Mag.*, Vol. 4 (22), 1927, pp. 417-437
- [2] R.J. Lang, "Ultrasonic Atomization of Liquids", *J. Acoust. Soc. Am.* Vol. 34 (1), 1962, pp. 6-8
- [3] E. Minguella, C. Segura, A. Albareda, R. Perez, "Inversor a  $700\text{kHz}$  para un vaporizador piezoeléctrico", *Proc. SAAEI'98*, Pamplona, 1998, pp. 213-215
- [4] T. Zaitzu, T. Shigehisa, M. Shoyama, T. Ninomiya, "Piezoelectric Transformer Converter with PWM Control", *Proc. IEEE APEC'96*, San Jose, 1996, pp. 279-283

## ANEXO III

### ARTÍCULOS PUBLICADOS EN REVISTAS CIENTÍFICAS

**A.III.1: Sistema de Excitación Por Pulsos Para la Caracterización de resonadores Piezoeléctricos Para Atomización**, *Boletín de la Sociedad Española de Cerámica y Vidrio*, vol. 41 (1) , pp. 85-91 (2002)

**A.III.2: Transient High-Frequency Ultrasonic Water Atomization**, *Experiments in Fluids*, vol. 33 (3), pp. 405-413 (2002)

**A.III.3: High-Frequency Ultrasonic With Pulsed Excitation**, aceptado para publicar en *Journal of Fluids Engineering* (saldrá en el número correspondiente al mes de septiembre de 2003)



## Sistema de excitación por pulsos para la caracterización de resonadores para atomización

X. JORDÀ<sup>1</sup>, M. LOZANO<sup>1</sup>, E. CHICO<sup>1</sup>, A. LOZANO<sup>2</sup>, H. AMAVEDA<sup>3</sup>, F. BARRERA<sup>3</sup>

<sup>1</sup> CNM-IMB (CSIC). Campus UAB. 08193 Bellaterra, Barcelona (email: xavier.jorda@cnm.es)

<sup>2</sup> LITEC (CSIC), 50015 Zaragoza

<sup>3</sup> CPS, Universidad de Zaragoza, 50015 Zaragoza

El desarrollo de materiales piezocerámicos ha despertado un renovado interés en el campo de la atomización para generar gotas de tamaño microscópico, difíciles de conseguir por los medios mecánicos habituales. En este trabajo se presenta un sistema de excitación de cerámicas piezoeléctricas encaminado a su caracterización, basado en un convertidor DC/AC resonante con topología de puente completo que permite trabajar hasta 2 MHz. La salida del convertidor, aplica una onda de tensión cuadrada bajo la forma de ráfagas de impulsos, limitando el autocalentamiento de las cerámicas testeadas. Las señales de control permiten fijar todos los parámetros de test: frecuencia de resonancia, número de impulsos de salida así como frecuencia de repetición, ciclo de trabajo y tensión pico a pico de los mismos. Los primeros ensayos realizados sobre una cerámica de 1,668 MHz han permitido observar la lógica dependencia de la eficacia de atomización con la frecuencia de excitación y han puesto de manifiesto la importancia del ciclo de trabajo, del número mínimo de impulsos para iniciar la atomización y de su valor pico a pico de tensión que genera distintas distribuciones en diámetro de gota, aunque siempre con un máximo situado alrededor de 9 µm.

*Palabras clave: Atomización, cerámica piezoeléctrica, resonador piezoeléctrico, convertidor resonante.*

### Título en inglés????????????

Piezoelectric ceramic materials are of main interest in the field of atomization applications, in order to generate microscopic droplets which are difficult to obtain by mechanical systems. In this work an excitation electronic system for piezoelectric transducers is presented. The system is oriented to device characterization with resonance frequencies up to 2MHz and is based on a full bridge DC – AC resonant voltage converter. The converter applies a square voltage waveform burst, limiting the device under test self-heating. The following test parameters can be adjusted: frequency, duty cycle and peak-to-peak voltage of the output waveform, number of output pulses constituting the burst and its repetition rate. First results with a 1.668MHz ceramic disc show the atomization efficiency dependence on the excitation frequency, but also on the duty cycle, minimum number of pulses to start the atomization process and peak-to-peak voltage. This last variable modifies the droplet diameter distribution but not the peak value, centered at 9µm.

*Keywords: Atomization, piezoelectric ceramics, piezoelectric resonator, resonant converter.*

## 1. INTRODUCCIÓN

La atomización ultrasónica es un método eficiente para generar aerosoles de tamaños de gota microscópicos, difíciles de conseguir mediante los medios mecánicos habituales (atomizadores de presión o asistidos por flujos gaseosos). Para ello se utilizan alternativamente dos métodos: hacer circular el flujo a través de una onda ultrasónica estacionaria [1], o depositar el volumen del fluido sobre la superficie de un transductor ultrasónico [2]. En este segundo caso, que es el investigado en este trabajo, se produce una fina nube de gotas que se desprenden con baja velocidad. La posibilidad de generar nubes de gotas mediante ondas ultrasónicas fue inicialmente propuesta por Wood y Loomis en 1927 [2]. Para explicar este proceso, suele acudir a dos mecanismos físicos, la formación de ondas capilares en la superficie del líquido [3,4], y la cavitación [5]. La interacción entre estos dos fenómenos, o su preponderancia en determinadas condiciones de operación es todavía un problema sin resolver. De un modo simplificado, el proceso completo para las condiciones que se han estudiado en este artículo puede resumirse como sigue. Si

se sitúa una película de líquido sobre la superficie de una cerámica piezoeléctrica y se la excita con una tensión alterna a la frecuencia de resonancia, la cerámica transmite su movimiento vibratorio a las partículas del líquido. Si la frecuencia de resonancia y la amplitud de vibración son lo suficientemente importantes se crean zonas locales de depresión tan elevada que el líquido cambia de fase dando lugar a la formación de burbujas de vapor por cavitación. Dichas burbujas se dirigen hacia la superficie del fluido donde rompen su tensión superficial y generan una nube de gotitas microscópicas que se disipan en el aire.

En las últimas décadas, el desarrollo de materiales piezocerámicos ha despertado un renovado interés en el estudio de este tipo de atomizadores porque son capaces de producir aerosoles con unas características peculiares. La distribución de tamaños es muy estrecha y, en principio, el diámetro medio depende sólo de la frecuencia ultrasónica [6] y es, por tanto, fácilmente controlable. Este método resulta especialmente atractivo para generar gotas de tamaños microscópicos, difíci-

les de conseguir por medios mecánicos, trabajando con frecuencias en el rango de MHz. Tamaños de este orden (típicamente en torno a 5  $\mu\text{m}$ ) son los requeridos en aplicaciones tan importantes como la nebulización e inhalación de medicamentos en solución para tratamientos de afecciones de las vías respiratorias. Aunque existen referencias que describen circuitos específicos de excitación para dispositivos piezoeléctricos [7] [8], una dificultad que se presenta en su estudio es la escasez de fuentes de señales ultrasónicas sintonizables en frecuencia y capaces de proporcionar las potencias necesarias para que se produzca la formación de gotas. En el presente trabajo se expone un sistema electrónico de alimentación para dispositivos resonadores ideado para paliar este problema y permitir la caracterización de las cerámicas fijando unas condiciones de test preestablecidas. En particular, el sistema está orientado hacia el test de resonadores que en su aplicación final serán alimentados con convertidores de potencia similares al implementado. En estas condiciones los datos obtenidos de los tests de caracterización proporcionan una valiosa información para prever el comportamiento del dispositivo atomizador en condiciones reales de trabajo. En los siguientes apartados se describirá el comportamiento eléctrico de los transductores piezoeléctricos, los circuitos que constituyen el sistema de caracterización propuesto, sus características principales, y los primeros ensayos destinados a la caracterización de un disco piezoeléctrico con la ayuda de un sistema de medida del diámetro de gota basado en un difractor láser.

## 2. CARACTERÍSTICAS ELÉCTRICAS DEL RESONADOR

### 2.1. Circuito equivalente.

La familia de los circoniatos-titanatos de plomo (PZT) constituye el material base para la mayoría de transductores electromecánicos piezoeléctricos, gracias a los elevados parámetros de polarización que pueden alcanzar, así como a la posibilidad de modificarlos con la introducción de determinados aditivos. Los dispositivos destinados a la atomización de fluidos suelen presentarse bajo la forma de discos de dicho material cerámico sinterizado, con dos contactos eléctricos, uno en cada cara del disco. Desde el punto de vista eléctrico, su respuesta en frecuencia alrededor de la frecuencia de resonancia es del tipo mostrado en la Figura 1, obtenida de un analizador de espectros HP4195A para un transductor PZT de American Piezo Ceramics Inc. (Mackeyville, PA, USA). Puede observarse el abrupto cambio de fase coincidiendo con el mínimo de impedancia a la frecuencia propia de resonancia nominal en 1,668MHz. Esta frecuencia de resonancia está asociada a un modo de vibración mecánico, responsable de la transmisión del movimiento al líquido. El comportamiento de dicha respuesta en frecuencia suele describirse mediante el circuito equivalente de la Figura 2.a, compuesta de una rama R-L-C serie, en paralelo con una capacidad  $C_0$ . Este último elemento está relacionado con la capacidad estática asociada a las metalizaciones necesarias para realizar los contactos eléctricos. Sin embargo, si se aumenta la frecuencia de análisis, se observan una sucesión de cambios de fase e impedancia como el ya mostrado aunque de menor magnitud, correspondientes a frecuencias propias de resonancia de orden superior y a sus modos mecánicos de vibración. Por consiguiente, el comportamiento del dispositivo estaría descrito de un modo más exacto con un circuito equivalente como el de la Figura 2.b, con más de una rama R-L-C en paralelo con  $C_0$ . La

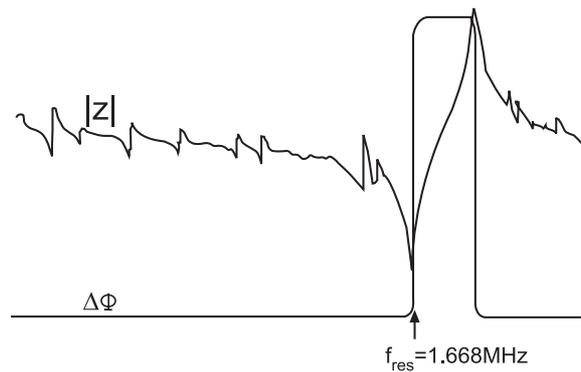


Figura 1. Gráfica de la respuesta en frecuencia de un resonador piezoeléctrico PZT alrededor de la frecuencia de resonancia de 1,668 MHz, obtenida con el analizador de espectros.

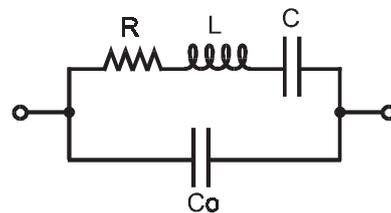


Figura 2.a. Circuito equivalente del resonador piezoeléctrico alrededor de su frecuencia propia de resonancia nominal.

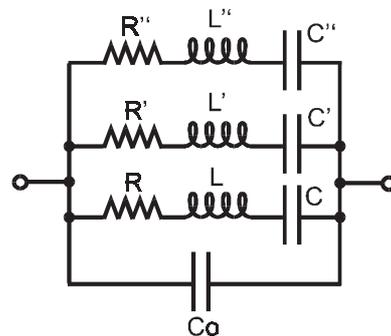


Figura 2.b. Circuito equivalente del resonador piezoeléctrico cuando se toman en cuenta tres frecuencias propias de resonancia.

TABLA I. PARÁMETROS DEL CIRCUITO EQUIVALENTE DEL RESONADOR PIEZOELÉCTRICO ESTUDIADO.

Frecuencia	R	L	C	$C_0$
1,6675 MHz	2,2 $\Omega$	67,26 $\mu\text{H}$	135,283 pF	706,499 pF
5,46 MHz	31,15 $\Omega$	38,644 $\mu\text{H}$	21,786 pF	965,796 pF
15,592 MHz	325,59 m $\Omega$	135,78 nH	767,177 pF	1,30483 nF

Tabla I muestra los valores experimentales obtenidos de los parámetros R-L-C y  $C_0$  para el transductor PZT estudiado. Puede observarse como el valor de  $C_0$  varía relativamente poco cuando se extraen los valores de los demás elementos a las frecuencias propias de 5,46MHz y 15,592MHz y puede considerarse constante en primera aproximación.

## 2.2. Relaciones electromecánicas.

Desde el punto de vista del diseño del circuito de excitación, es suficiente con conocer el comportamiento eléctrico de la cerámica piezoeléctrica proporcionado por su circuito equivalente. Sin embargo, es interesante también conocer la relación entre la potencia y la frecuencia suministradas al transductor y la atomización del fluido en contacto con él. Por una parte, el diámetro promedio  $D$  (en cm) de las gotas atomizadas viene dado por la expresión de Lang [6]:

$$D = 0.34 \left( \frac{8 \pi T}{\rho f^2} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Donde  $T$  representa la tensión superficial del fluido,  $\rho$  su densidad y  $f$  la frecuencia de excitación. Así pues, y como ya se ha mencionado, para un fluido determinado el tamaño de gota que se genera por atomización ultrasónica tan sólo depende de la frecuencia de resonancia del transductor. Por otra parte, la potencia  $P$  necesaria para atomizar un flujo volumétrico  $D_v$  de líquido viene dada por la expresión aproximada [9]:

$$P = \frac{3 T D_v}{0.5 D}$$

Experimentalmente se ha determinado que esta potencia representa aproximadamente el 8% de la potencia total ultrasónica y el resto se pierde en reflexiones múltiples en el fluido, fenómenos no lineales, etc. Una parte de la energía eléctrica cedida al resonador se disipa también en forma de calor en la resistencia que aparece en el circuito equivalente. De todos modos, el campo de la atomización ultrasónica es complejo, continúa abierto y las expresiones anteriores se ven a menudo replanteadas y corregidas.

## 3. DISEÑO DEL SISTEMA DE EXCITACIÓN

El objetivo de un circuito de excitación para un transductor piezoeléctrico, consiste en la aplicación de una tensión alterna entre sus bornes, transmitiéndole al mismo tiempo la potencia necesaria para la formación de la nube de gotas. Las partes esenciales de que se compondrá un sistema de este tipo son la etapa de potencia, directamente conectada al transductor y responsable de transmitirle la potencia necesaria desde una fuente de energía primaria, la etapa de control encargada de gestionar el funcionamiento de la etapa de potencia así como de realizar la interfase con el usuario y finalmente, las fuentes de alimentación auxiliares. Para evitar el autocalentamiento del piezoeléctrico el sistema debe poder excitarse en modo ráfaga, es decir, enviando un número  $N$  de pulsos de tensión a la frecuencia deseada tras los cuales se deja a la cerámica en reposo hasta la llegada de la nueva ráfaga. El número de pulsos, su frecuencia, su ciclo de trabajo, su amplitud y la frecuencia de repetición de la ráfaga deben ser controlables. Los transductores que se pretenden estudiar están destinados a aplicaciones de atomización donde se obtengan tamaños de gota del orden de algunas micras, lo que se traduce en frecuencias de excitación de entre varios centenares de kHz y 2MHz.

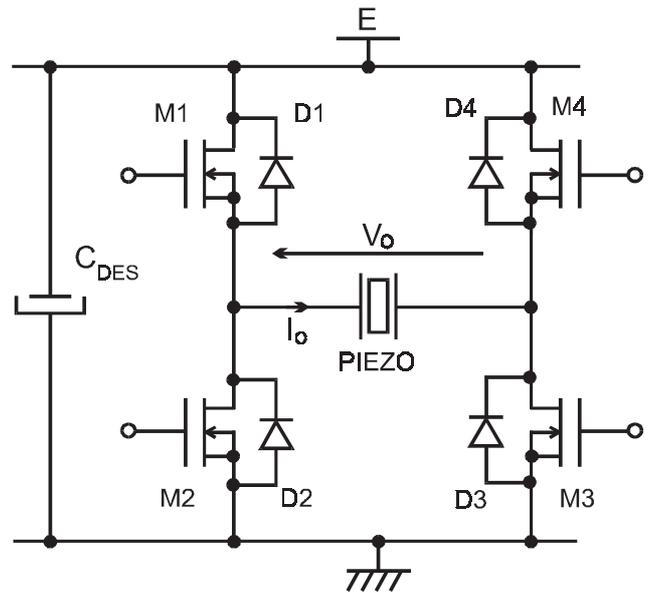


Figura 3. Esquema básico de un puente completo con transistores MOSFET.

### 3.1. La etapa de potencia. El convertidor DC/AC.

Si se considera la utilización del transductor alrededor de la frecuencia de resonancia, puede describirse su comportamiento eléctrico por medio del circuito equivalente de la Figura 2.a. Este tipo de circuito R-L-C, constituye la carga típica de la familia de convertidores de potencia llamados resonante [10] y resulta pues natural interesarse por ellos. Además, un convertidor de este tipo sería perfectamente indicado para excitar un transductor piezoeléctrico en una aplicación práctica. Existe un gran número de topologías resonantes, aunque la más versátil y que ofrece mayores posibilidades es la denominada "puente completo" o "puente en H". La Figura 3 muestra el esquema básico de este tipo de convertidor implementado con transistores MOSFET y diodos en anti-paralelo y que tiene como fuente primaria de energía una fuente de tensión continua  $E$ . Como en la práctica totalidad de convertidores electrónicos de potencia, los transistores trabajan en modo interruptor para evitar un excesivo autocalentamiento y se hallan siempre en dos estados posibles: en conducción o estado "ON" circula un elevado nivel de corriente y la caída de tensión en el transistor es baja, y en bloqueo o estado "OFF" la corriente es prácticamente cero y el transistor soporta una tensión relativamente elevada entre sus bornes. El control de "bloqueo" y de "disparo" de los transistores se realiza en "diagonal", es decir, las mismas señales de control se envían por parejas a  $M1 - M3$  y  $M2 - M4$ . Además, debe evitarse la conducción simultánea de los dos transistores de una misma rama ( $M1$  y  $M2$  o  $M3$  y  $M4$ ), pues ello cortocircuitaría la fuente de tensión  $E$ . Ello se consigue por una parte enviando señales de control complementarias a  $M1 - M3$  y  $M2 - M4$  y por otra, retrasando un cierto tiempo, denominado "tiempo muerto", las señales de disparo. Con las anteriores normas en mente, el convertidor de la Figura 3 con una carga R-L-C conectada a su salida sólo puede hallarse en alguno de

los estados de la Tabla II. Si la frecuencia de conmutación de los transistores, es ligeramente superior a la de resonancia del piezoelectrico, las formas de onda idealizadas que se obtienen son las de la Figura 4. De ellas pueden realizarse tres observaciones de gran relevancia. En primer lugar, la tensión de salida es una forma de onda alterna, prácticamente cuadrada y con un valor pico a pico de  $2E$ . Este punto es precisamente uno de los que hacen atractivo al puente completo, pues existen otras configuraciones que utilizan sólo uno o dos transistores pero que permiten un peor aprovechamiento de la fuente de tensión continua pues el valor pico a pico de la salida es sólo  $E$ . El segundo punto interesante que se desprende de la Figura 4 es que la corriente que atraviesa la cerámica piezoelectrica es también alterna y sinusoidal. Además se observa que la presencia de los diodos en antiparalelo denominados de *free-wheeling* es indispensable para no interrumpir la circulación de la corriente en determinados instantes, en particular durante los tiempos muertos. El último punto destacable es que las conmutaciones de disparo de los transistores se realizan cuando su caída de tensión es prácticamente nula. Esta condición de operación del convertidor se denomina ZVS (*Zero Voltage Switching*) y presenta la ventaja de que no se producen pérdidas de potencia asociadas al proceso de puesta en conducción del MOSFET, limitándose su autocalentamiento y aumentando la frecuencia máxima de trabajo del convertidor. Hasta aquí se han discutido los aspectos más teóricos o de principio referentes al convertidor DC/AC en puente completo y en condiciones ZVS alimentando un resonador piezoelectrico, pero su implementación requiere una serie de consideraciones prácticas de gran importancia.

Los transistores seleccionados para implementar la etapa de potencia son del tipo VDMOS (*Vertical Double-diffused MOS*), pues este tipo de componente es capaz de conmutar mucho más rápidamente que sus homólogos en tecnología bipolar. Además, la estructura VDMOS presenta de manera natural un diodo interno en antiparalelo que en muchas ocasiones puede ser usado como diodo de *free-wheel* [11]. Así pues, la selección del transistor es clave para determinar las características del sistema final. El dispositivo escogido ha sido el IRFU110 de International Rectifier, transistor de 100V de tensión de ruptura,  $0,54\Omega$  de resistencia en estado conductor y unos tiempos de conmutación del orden de los 20ns para el MOSFET y del orden de los 100ns para el diodo interno, que también puede ser utilizado. El encapsulado de este dispositivo es del tipo TO-251AA con una capacidad de disipación de potencia limitada a unos 25W. La idea de todo el sistema consiste en caracterizar la formación de gotas con el transductor piezoelectrico, fenómeno que se ve alterado por la temperatura que alcance este último, por lo que para limitar su propio autocalentamiento en funcionamiento normal, se le enviarán ráfagas de entre unos pocos pulsos de tensión alterna y algunas decenas de miles. Esta manera de proceder limita también el autocalentamiento de los propios dispositivos de potencia (fenómeno que degradaría sus características), haciéndose innecesaria su refrigeración con radiadores y/o ventiladores.

Para controlar los procesos de disparo y de corte de los transistores, es necesario aplicar rápidos cambios de tensión entre 0 y 15V a la puerta de los mismos, cargando y descargando su capacidad parásita con picos de corriente que pueden alcanzar hasta 0,5A y algunas decenas de ns de duración. Para realizar esta función se requiere un circuito integrado de control de puerta o *driver*, con una excepcional respuesta en frecuencia como la del MAX4420 que finalmente se ha usado.

TABLA II. ESTADOS POSIBLES DE UN PUENTE COMPLETO CON UNA CARGA R-L-C A LA SALIDA.

M1 – M3	M2 – M4	D1 – D3	D2 – D4	$I_{out}$	$V_{out}$
ON	OFF	OFF	OFF	+	E
OFF	OFF	OFF	ON	+	-E
OFF	ON	OFF	ON	+	-E
ON	OFF	ON	OFF	-	E
OFF	OFF	ON	OFF	-	E
OFF	ON	OFF	OFF	-	-E

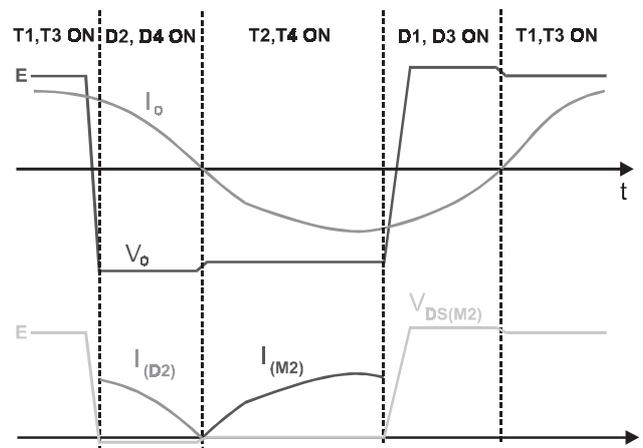


Figura 4. Formas de onda idealizadas del puente completo excitando a una carga R-L-C a una frecuencia ligeramente superior a la de resonancia.

La etapa de potencia debe estar aislada galvánicamente de la de control para proteger esta última en caso de mal funcionamiento y para permitir el control de las puertas de los MOSFET con referencias de tensión flotantes. La solución más práctica consiste en utilizar optoacopladores, pero estos dispositivos suelen ser lentos e introducen tiempos de propagación muy elevados. Finalmente, se ensayó el optoacoplador HCPL2212 de Agilent con éxito, aunque al límite de sus posibilidades. En efecto, su salida presenta unos frentes de subida de unos 100ns, que posteriormente son reconstituidos por el *driver* MAX4420, además de introducir un retraso global de 125ns que no supone ningún problema pues se da por igual en los cuatro canales de control, uno por cada transistor. Otras características importantes del HCPL2212 son su capacidad de operar con tensiones de alimentación de 15V y su elevado CMMR (*Common Mode Rejection Ratio*), parámetro que garantiza un buen aislamiento hacia la etapa de control del ruido generado por los elevados  $dV/dt$  en la potencia. Finalmente, la etapa de potencia necesita de una fuente primaria de energía en forma de fuente de tensión continua, que para proporcionar mayor flexibilidad y tratándose de un sistema de laboratorio, puede ser cualquier fuente externa que no sobrepase los 100V. Justo a la entrada del puente en H, la tensión continua de potencia debe ser desacoplada con una capacidad que evite un elevado rizado de la misma cuando sea solicitada con

picos de corriente elevados. Cada canal constituido por un optoacoplador, un *driver* y un MOSFET está dotado con una fuente de alimentación aislada de 15V, tensión que aplicada a la puerta del MOSFET proporciona una resistencia en conducción suficientemente baja, así como una buena inmunidad frente a picos parásitos de tensión. Toda la etapa de potencia ha sido realizada en una misma placa de circuito impreso y dada la elevada frecuencia de trabajo de los transistores así como de los niveles de corriente que pueden alcanzarse (algunos amperios), el *layout* ha sido muy cuidado, principalmente con el objetivo de minimizar inductancias parásitas responsables de picos no deseados de tensión.

### 3.2. La etapa de control.

La etapa de control consta esencialmente de la placa con los circuitos de control y de los mandos de panel frontal que fijan las condiciones de test. Dicha placa de control está alimentada a 5V pues para implementar las funciones necesarias se han utilizado puertas lógicas CMOS de las familias 74HCXX y 74ACXX capaces de trabajar holgadamente a las frecuencias requeridas. La generación de los diversos impulsos que darán origen a las señales de control de la etapa de potencia se han confiado a la versión CMOS del conocido *timer* 555 que alcanza los 2MHz sin dificultad. Como puede verse, la filosofía de diseño ha sido utilizar circuitos integrados discretos y de bajo coste en lugar de microcontroladores, DSP o circuitos lógicos programables que requieren costosos sistemas de desarrollo y programación. Ello ha sido motivado por la relativa sencillez de las señales que debe generar el sistema y por la búsqueda de un sistema robusto y fácil de reparar. El circuito de control, funciona de la manera siguiente. Dos circuitos *timer* 555 en configuración astable generan la frecuencia de salida y la de repetición de las ráfagas en función de los potenciómetros correspondientes en el panel frontal. Un tercer potenciómetro fija el ciclo de trabajo de la tensión alterna de salida gracias a un tercer integrado 555 en configuración monoestable. Unos preseletores de panel frontal establecen el número de pulsos que constituirán la ráfaga. Este número en código BCD es comparado en un bloque de comparadores con el número actual de pulsos que se dirigen a la salida de la placa de control, y cuando se alcanza el número preestablecido, se activa un subcircuito que inhabilita la posterior generación de pulsos hasta la ráfaga siguiente. Finalmente, a las cuatro señales de control correspondientes a los cuatro transistores de la etapa de potencia se les retrasan los frentes de subida para generar los tiempos muertos que evitan la conducción simultánea transitoria de dos transistores de una misma rama del puente. Para los transistores IRFU110 utilizados, un tiempo muerto de 120ns ha sido suficiente. La Figura 5, muestra una fotografía del panel frontal del sistema, donde a parte de los potenciómetros y preseletores ya mencionados, se pueden observar los conectores para la fuente de alimentación continua, los de salida de la etapa de potencia con el transductor PZT conectado, unos conectores BNC que proporcionan las señales de control del puente en H y la posibilidad de medir la frecuencia de excitación, y unos interruptores de disparo de las ráfagas y de habilitación del sistema en modo de ráfaga única o repetitiva. En resumen, las prestaciones y condiciones de test que permite establecer el sistema diseñado son las siguientes:

- Frecuencia de oscilación del tren de impulsos que constituye una ráfaga, entre 500kHz y 2MHz.



Figura 5. Fotografía del panel frontal del sistema de excitación de resonadores piezoeléctricos con el transductor PZT de 1,668MHz conectado a la salida.

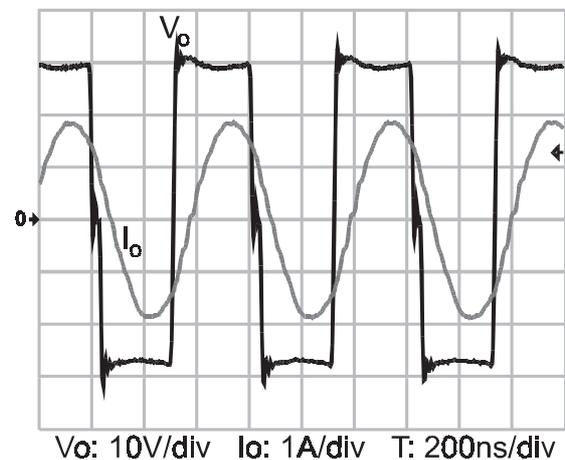


Figura 6. Formas de onda con una carga R-L-C pura, reproduciendo el circuito equivalente del resonador piezoeléctrico de 1,668MHz.

- Frecuencia de repetición de las ráfagas entre 1Hz y 1kHz.
- Número de pulsos que componen la ráfaga entre 1 y 99.999.
- Elección entre un modo de ráfaga única disparada manualmente o una sucesión repetitiva de ráfagas.

## 4. RESULTADOS EXPERIMENTALES

### 4.1. Resultados eléctricos

Tras los lógicos ensayos de validación funcional del equipo de test, los primeros ensayos en carga se realizaron con un circuito R-L-C construido con componentes discretos que reproducían el circuito equivalente de la Figura 2.a para el resonador descrito en el apartado 2.1, con una frecuencia de resonancia cercana a 1,7MHz. En la Figura 6 pueden observarse las formas de onda de la tensión en bornes de la carga y de la corriente que la atraviesa cuando se aplica una tensión de excitación con una frecuencia ligeramente superior a la de reso-

nancia. La respuesta del circuito es casi ideal y se ha comprobado que al añadir la capacidad estática  $C_0$ , se observa una ligera disminución de los frentes de subida de la tensión y del valor máximo de la corriente, sin mayores consecuencias. A nivel práctico, los efectos de esta capacidad se pueden minimizar conectándole una inductancia en paralelo para que ambos componentes constituyan un circuito "tapón" a la frecuencia de resonancia nominal de la cerámica. Al conectar el resonador piezoeléctrico a la salida de la etapa de potencia con una tensión continua  $E = 45V$ , las formas de onda de la tensión y de la corriente que se obtuvieron, son las de la Figura 7. Pueden realizarse dos observaciones evidentes. En primer lugar, la corriente ya no es prácticamente sinusoidal y en segundo lugar, las formas de onda de la tensión no son prácticamente cuadradas y tienen superpuestas otras oscilaciones de mayor frecuencia. Tras un análisis de los resultados anteriores, se concluyó que estos efectos son debidos a la excitación de las frecuencias propias de resonancia de orden superior al nominal, debido a las elevadas velocidades de variación de la tensión de salida. Este punto fue corroborado al simular con el programa PSPICE el puente completo alimentando al circuito equivalente de la Figura 2.b. La corriente total que atraviesa la cerámica es la suma de las corrientes de cada una de las ramas R-L-C (la nominal de 1,668MHz, la de 5,46MHz y la de 15,592MHz), más la de  $C_0$ , siendo el resultado muy similar a la forma de onda experimental de la Figura. 7.

#### 4.2. Medidas del tamaño de gota

Tras la caracterización eléctrica del sistema, se observó que la influencia de los modos propios de orden superior no afecta a la capacidad de atomización del equipo, aunque probablemente si debe disminuir su eficiencia. Así pues, se procedió a un primer estudio del proceso de atomización con la cerámica PZT y el sistema de excitación diseñado. La frecuencia de salida de la etapa de potencia debe ser cuidadosamente ajustada hasta alcanzar la de resonancia nominal del transductor, momento en que puede empezar a observarse la atomización. Sin embargo, son necesarios un mínimo de 10.000 pulsos para iniciar la formación de gotas con tensiones continuas aplicadas entre 30 y 60V, que corresponden a tensiones pico a pico de entre 60 y 120V respectivamente. Por debajo de este valor tan sólo se observa un movimiento en la superficie del líquido. Otro parámetro que conviene ajustar a valores cercanos al 50% es el ciclo de trabajo de la tensión alterna de salida, pues de otro modo se pierde rápidamente eficacia en la atomización. Teniendo en cuenta estos puntos, el equipo ha sido utilizado en ensayos de medida de tamaño de gota, integrándolo en un sistema de difracción láser Malvern MasterSizer como se aprecia en la Figura 8. Los resultados de estos ensayos se pueden observar sintetizados en la gráfica de la Figura 9. Puede observarse como la distribución relativa de diámetros de gota varía con tensiones continuas aplicadas de 50, 55 y 60V, pero el máximo se mantiene inamovible alrededor de las  $9\mu m$ , dependiendo tan sólo de la frecuencia de excitación como predice la teoría básica de la atomización ultrasónica.

#### 5. CONCLUSIONES

El estudio de transductores piezoeléctricos destinados a la atomización de fluidos para generar nubes de gotas microscópicas, presenta el problema de la disponibilidad de fuentes de

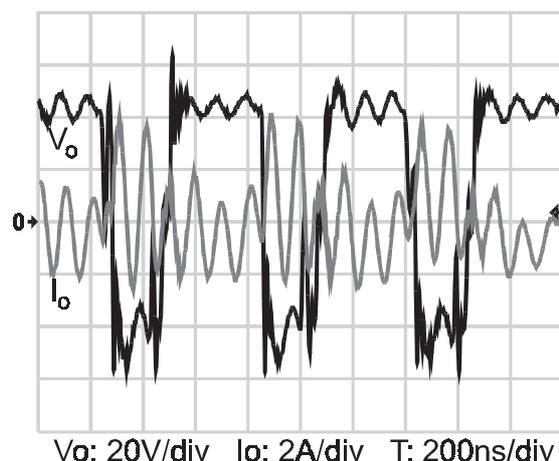


Figura 7. Formas de onda de tensión y corriente del resonador piezoeléctrico de 1,668MHz conectado a la salida del equipo de test.



Figura 8. Fotografía del equipo de excitación de resonadores piezoeléctricos, integrado en un sistema de medida de tamaño de gota por difracción láser.

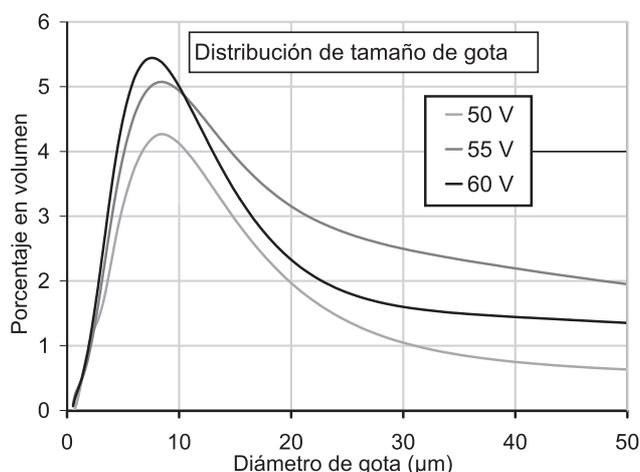


Figura 9. Curvas de distribución del diámetro de gota para tres tensiones continuas de entrada. En los tres casos el máximo se sitúa sobre las  $9\mu m$ .

excitación de tensión alterna con frecuencia de salida variable y capaz de proporcionar la energía necesaria al transductor. En este trabajo se ha realizado un sistema electrónico que cumple dicha función. El núcleo del sistema lo constituye un convertidor DC/AC con topología de puente completo conmutando en modo ZVS con cargas tipo R-L-C. El circuito equivalente de un resonador piezoeléctrico es precisamente de este tipo por lo que el convertidor utilizado parece óptimo para esta aplicación. Se ha comprobado sin embargo que las rápidas variaciones de tensión que se producen a la salida del convertidor excitan las frecuencias propias de orden superior de la cerámica y la corriente que en un principio debía ser sinusoidal es en realidad la superposición de por lo menos tres componentes armónicas. El circuito equivalente que debería pues considerarse, añade dos ramas R-L-C adicionales en paralelo con la principal. Todo ello no impide en absoluto que el transductor atomice correctamente, lo que se ha puesto de manifiesto durante los ensayos de medida de tamaño de gota con un difractor láser correspondientes a un disco de cerámica PZT con una frecuencia de resonancia de 1,668MHz. Se ha podido estudiar la influencia de parámetros de test como el número mínimo de pulsos necesarios para iniciar la atomización (10.000), la frecuencia de excitación (la de resonancia es, evidentemente, la óptima), el ciclo de trabajo (50% es el valor óptimo) y la tensión pico a pico aplicada al resonador (60V como mínimo). Se observa que la distribución del tamaño de gota varía con la tensión aplicada aunque siempre existe un máximo alrededor de las 9µm de diámetro. El sistema está pensado para funcionar en modo ráfaga, excitando al piezoeléctrico con un número N de pulsos a la frecuencia de resonancia, evitando así su autocalentamiento y consiguiendamente

te los cambios de características en función de la temperatura e incluso la despolarización de la cerámica. La configuración y el uso del sistema resultan muy sencillos, es prácticamente autónomo, requiriendo tan sólo una fuente de tensión continua externa, muy robusto, de bajo coste y fácil mantenimiento pues se basa en circuitos y componentes estándar.

## 6. BIBLIOGRAFÍA

1. L. Bendig, "New developments of ultrasonic atomizers", Proceedings of the 4th Int. Conf. Liquid Atomization and Sprays Systems, 133-138, (1988).
2. W. R. Wood y A.L. Loomis. "The physical and biological effects of high frequency sound-waves of great intensity", Phil. Mag. vol. 4 (22), 417-437, (1927).
3. M. Faraday, M., "On the forms and states assumed by fluids in contact with vibrating elastic surfaces", Phil. Trans. R. Soc. Lond. 52, 319-340, (1831).
4. Lord Rayleigh "On the crispation of fluid resting upon a vibrating support", Phil. Mag. 15, (5), 50-58, (1883).
5. K. Söllner, "The Mecanism of the Formation of Fogs by Ultrasonic Waves", Trans. Faraday Soc., 32, 1532-1536, (1936).
6. R.J. Lang. "Ultrasonic Atomization of Liquids", J. Acoust. Soc. Am., vol. 34 (1), 6-8, (1962).
7. E. Minguella, C. Segura, A. Albareda y R. Perez. "Inversor a 700kHz para un vaporizador piezoeléctrico", Congreso SAAEI'98, Pamplona, 1998. p. 213-215.
8. T. Zaitzu, T. Shigehisa, M. Shoyama y T. Ninomiya. "Piezoelectric Transformer Converter with PWM Control" IEEE APEC Conference, 1996, p. 279-283.
9. A. Giovannini, D. Guyomar, M. Gschwind y G. Fonze. "Evaluation and design of new piezoelectrical droplets generator", IEEE Ultrasonics Symposium, 1994, p.611-614.
10. N. Mohan, T. M. Undeland y W. P. Robbins. "Power Electronics: Converters, Applications and Design" John Wiley and Sons, New York, 1989.
11. D. A. Grant y J. Gowar. "Power Mosfets. Theory and Applications" John Wiley and Sons, New York, 1989.

Recibido: 31.05.01

Aceptado: 10.12.01



# Transient high-frequency ultrasonic water atomization

F. Barreras, H. Amaveda, A. Lozano

**Abstract** An experimental study was performed to improve the understanding of the characteristics of ultrasonic water atomization when excited with waves in the MHz range. In the present experiments, small volumes of water were atomized, observing the temporal evolution of the process. Typical diameters of the resulting droplets are of the order of a few microns. To visualize them, images were acquired with very high magnification. Appropriate lenses were used to enable high resolution at a distance from the flow. Droplet size distributions were also calculated with a Malvern diffractometer. Droplet exit velocity was measured using particle image velocimetry. It was noticeable that, as the remaining liquid mass deposited over the ultrasonic transducer decreased, the atomization characteristics changed, and a second peak of larger droplets appeared in the size distribution function. This phenomenon is related to the change in the curvature of the liquid surface.

Although results are not conclusive, it appears that, under the conditions in this study, some observations about droplet formation are better described by cavitation phenomena rather than by the simplified surface wave theory usually invoked to explain these processes.

## 1 Introduction

Ultrasonic atomization is a very effective way of generating small droplets. Two approaches are common in this context: passing the flow across a standing ultrasonic wave (Bendig 1988) or depositing the liquid over an ultrasonic transducer. The second case originates a fine mist of droplets that are ejected from the transducer at very low velocity. This procedure is going to be studied in the present work and is used, for example, in many commercial humidifiers.

The present work is subject to some specific characteristics. First, the atomization is restricted to water. Secondly, the ultrasonic frequencies were selected in the MHz range, because interest was focused on micron-range droplets. Finally, in contrast to most experimental studies reported in the literature, for some measurements discrete water volumes were atomized without supplying a constant flow to keep a fixed liquid level over the transducer. This is why atomization in these experiments has been described as transient. All these conditions are representative of those that would occur if an ultrasonic atomizer were used to administer by inhalation a metered dose of a drug diluted in an aqueous solution. The objective of this work is to study the temporal evolution of the process, and the characteristics of the generated spray.

## 2 Historical review

The possibility of generating a cloud of droplets by means of ultrasonic waves was first reported by Wood and Loomis (1927). Two different mechanisms have since been invoked to explain the ultrasonic atomization, capillary waves, and cavitation. Scientific publications on the subject can be divided into two groups, with different approaches depending on which one of these mechanisms is considered to be responsible for the spray formation. However, the interaction between them and the limits in which one could predominate over the other depending on the different atomizing situations are still not clear.

The first studies on stationary waves on the free surface of a liquid mass subjected to periodic vertical forcing were reported by Faraday (1831). In 1871, Kelvin derived the well-known equation for capillary waves

$$\lambda = \left( \frac{2\pi\sigma}{\rho f^2} \right)^{1/3} \quad (1)$$

where  $\lambda$  is the wavelength,  $\sigma$  is the surface tension coefficient,  $\rho$  is the liquid density, and  $f$  is the frequency of the surface waves (Kelvin 1871). This research was continued by Rayleigh (1883), who modified Kelvin's equation and derived the expression

$$\lambda = \left( \frac{8\pi\sigma}{\rho F^2} \right)^{1/3} \quad (2)$$

where  $F$  is the forcing sound frequency. It is to be noted that the relation  $f=F/2$  was obtained empirically from experimental measurements.

Received: 23 October 2001 / Accepted: 25 February 2002  
Published online: 5 June 2002  
© Springer-Verlag 2002

F. Barreras, A. Lozano (✉)  
LITEC/CSIC, Maria de Luna,  
10, 50018-Zaragoza, Spain  
E-mail: alozano@litec.csic.es

H. Amaveda  
Universidad de Zaragoza,  
Maria de Luna,  
3, 50018-Zaragoza, Spain

This project was partially supported by the Diputación General de Aragón, under contract P104/97. The PIV analysis software was provided by Dr. Julio Soria from Monash University.

In 1917, Rayleigh described the first mathematical model to explain the bubble collapse in incompressible liquids, in his attempts to explain the physical mechanisms involved in ultrasound propagation in liquids (Rayleigh 1917).

This was the current theoretical basis when Wood and Loomis (1927) discovered the possibility of atomizing liquids by exciting them with ultrasonic waves. An explanation for this process was proposed by Söllner (1936a) based on cavitation produced under the liquid film. However, numerous later works (Bisa et al. 1954; Benjamin and Ursell 1954; Sorokin 1957; Eisenmenger 1959) pointed to unstable surface capillary waves as the origin of the droplet formation, mostly relying on simplified linear instability analysis. In 1962, Lang published detailed experimental research presenting his famous expression relating wavelength to droplet size through an empirical constant  $k$ , whose value obtained fitting his experimental measurements was reported to be 0.34, placed in front of Eq. (2) (Lang 1962). His experiments were performed for frequencies up to 800 kHz. A more elaborated theoretical model based on interfacial Taylor instability triggering the surface waves was later developed by Peskin and Raco (1963). Together with the wavelength, they introduced the wave amplitude and the sheet thickness as parameters determining the droplet diameter.

The atomization theory based on cavitation, abandoned during this period, was resumed by Eknadiosyants and coworkers (Gersherson and Eknadiosyants 1964; Eknadiosyants 1968). After these, several studies have tried to combine both theories (Fogler and Timmerhaus 1965; Boguslaskii and Eknadiosyants 1969; Topp 1973; Chiba 1975; Basset and Bright 1976), some of them indicating that the prevalence of each one might depend on the ultrasonic intensity.

These explanations are still subject to controversy, and papers on this topic continue to be published from both experimental (Edwards and Fauve 1994; Sindayihebura et al. 1997) and theoretical (Miles 1994; Sindayihebura and Bolle 1998) approaches.

### 3 Description of the experiment

Water was atomized, depositing small amounts over an ultrasonic transducer. The transducer, shown in Fig. 1, is formed by a PZT 4 piezoceramic disk with a diameter of 20 mm and a thickness of 1.3 mm. The resonance frequency of this disk was measured to be 1.65 MHz. The disk was excited with a sinusoidal wave coincident with the resonance frequency and variable amplitude. The maximum voltage that could be delivered without damaging the ceramic was 50 V. For voltages below 15 V, no atomization was observed. The atomization process is displayed in Fig. 2a.

To visualize the atomization process, images were acquired with a Princeton Instruments (division of Roper Scientific, Trenton, N.J.) CCD camera. To freeze the motion, the flow was illuminated with 6-ns pulses from a double cavity Quantel (Les Ulis, France) YG781C-10 Nd:YAG laser. The optical system was arranged to operate with high magnification to resolve the small droplets. An

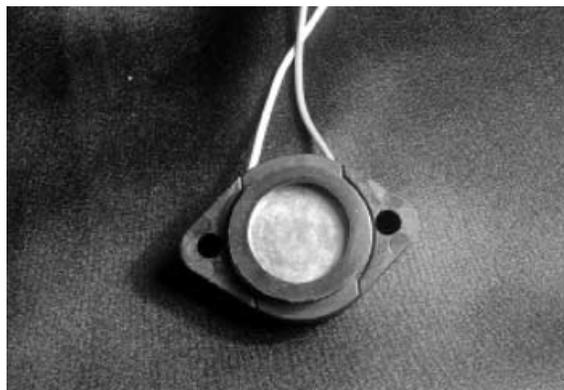


Fig. 1. Image of the piezoceramic disk used in the present experiments

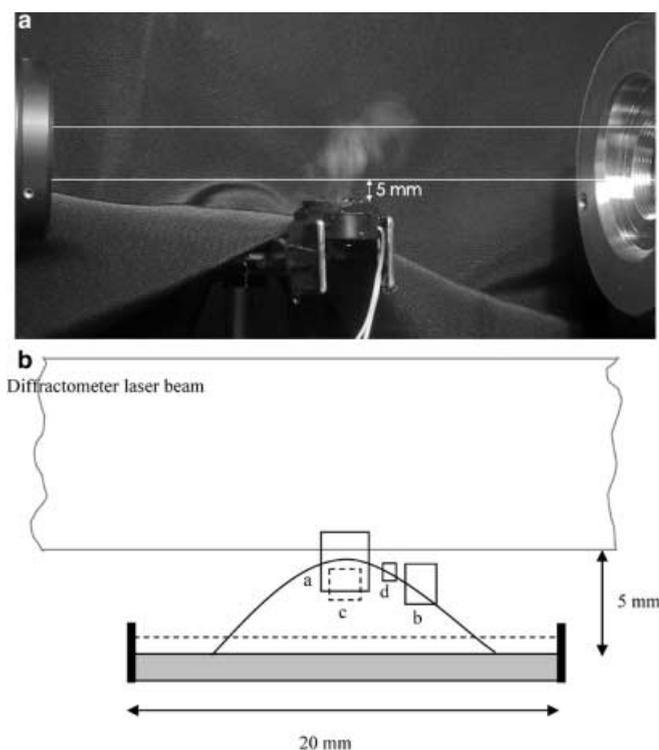


Fig. 2. a Image of the disk during the atomization process, with indication of the diffractometer laser beam position. b Sketch of the experiment indicating size and approximate location of the different zones registered in the images in this work. Sizes are: a 2.9×2.1 mm; b 1.45×1.9 mm; c 1.5×1.5 mm; d 0.5×0.75 mm

inverted 50-mm Nikon (Tokyo, Japan) lens attached to a bellows extension was used, as well as a Questar QM100 telemicroscope (Questar Corporation, New Hope, Pa.). Different areas were imaged with these configurations. They are depicted in Fig. 2b: zone *a* is 2.9×2.1 mm, zone *b* is 1.45×1.9 mm, zone *c* is 1.5×1.5 mm, while zone *d* is 0.5×0.75 mm. A maximum resolution of 2  $\mu\text{m}/\text{pixel}$  was achieved. Top and side views of the vibrating disk with water were obtained to observe the liquid surface and the air/water interface. For the side views, the flow was illuminated by a 5-cm-high laser sheet, with a thickness of 0.5 mm. In some cases, to avoid laser reflections, a

fluorescent dye was used (sulforhodamine B) recording the induced emission.

Droplet size distributions were also measured with a Malvern Mastersizer (Malvern Instruments Ltd, Malvern, UK) laser diffractometer. The laser beam crossed the spray cloud 5 mm above the transducer surface (see Fig. 2). From the distributions, mean diameters and other statistical parameters were calculated. In particular, bearing in mind that the specific atomization configuration under study is prone to occur in medical drug administration to the respiratory track based on nebulization and inhalation of the resulting aerosol, those parameters more relevant in this situation were studied. Two diameters,  $D_{10}$  and  $D_{30}$ , were analyzed. Furthermore, some other statistical indicators were also calculated: the 10% and 50% volume percentile  $D_{v0.1}$  and  $D_{v0.5}$ , plus the cumulated volume fraction below 5  $\mu\text{m}$ . This last quantity is especially important because, for a medical metered dose inhaler to be deemed acceptable, it has to satisfy that a minimum mass fraction of the drug solution must be delivered in the form of droplets below a certain maximum diameter, which for some specific applications is taken to be 5  $\mu\text{m}$ .

Velocity measurements were obtained using particle image velocimetry (PIV). 736×736 pixel image pairs of the droplets were registered with a PCO SensiCam camera (PCO Computer Optics GmbH, Kelheim, Germany), with a temporal interval of 200  $\mu\text{s}$  and a spatial resolution of 2  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ , covering a total field of view of 1.5×1.5 mm (zone *c* in Fig. 2). The same laser and optical configuration used in the flow visualizations were arranged for these measurements. The image pairs were analyzed by cross-correlation with 64-pixel windows iterated in a second pass down to 32-pixel windows displaced in accordance with the mean velocity calculated in the first pass.

## 4 Experimental results

### 4.1 Visualizations

For the present experiments the following atomization scenario was observed. After depositing a small amount of water (typically 0.2–0.4 ml) over the piezoceramic disk, and upon excitation with a 1.65-MHz sinusoidal wave, the disk starts vibrating. For voltages below 15 V, no atomization is produced, although a pattern of surface waves can be observed in the liquid interface. This effect is evidenced in Fig. 3, corresponding to a top view of the transducer obtained with a resolution of 12  $\mu\text{m}$  per pixel and covering a field of view of 4.6×3.5 mm. In this case, the excitation amplitude was 15 V. For varying voltages, it was observed that the visible wavelength of the capillary instabilities is approximately constant, in agreement with most theories relating the surface waves to the ultrasonic forcing. The wavelength was estimated to be 0.9 mm, although the appearance of the surface pattern is formed by receded polygons bordered by thinner crests. The width of these crests would be around 100  $\mu\text{m}$ . Applying Rayleigh's relation, Eq. 2, the calculated wavelength value is 8.7  $\mu\text{m}$ , in notorious discrepancy with the visually observed wavelength. There would be a possibility of having a

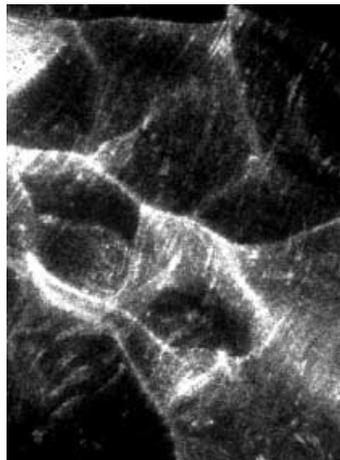


Fig. 3. Top view of the surface waves on the water interface for a forcing voltage of 15 V. Field of view of 4.6×3.5 mm and resolution 12  $\mu\text{m}/\text{pixel}$

superposition of two waves with different spatial frequency. In the present images, the conjectured one with the shorter wavelength has not been observed.

As the voltage is increased, the liquid assumes a conical shape, irrespective of the surface waves. Figure 4, where the tip of this cone is shown, is an example of this situation. It depicts a field of view of 2.9×2.1 mm with a resolution of 12  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ , corresponding to zone *a* in Fig. 2. This shape would be indicative of a fundamental vibration mode of the ultrasonic transducer. Occasionally, the tip of the cone detaches, forming big droplets of diameters around 500  $\mu\text{m}$ . They quickly fall under the action of gravity. As they can, in any case, be easily filtered, they will not be considered in this study. At a determinate voltage, superimposed on both the whole mass displacement that produces the conical shape and the interfacial waves, a fine mist of small droplets is generated. This process can be seen in Figs. 5 and 6, and could be assimilated to what Boguslaskii and Eknadiosyants (1969) denote as fountain atomization. Both images were taken with the same reso-

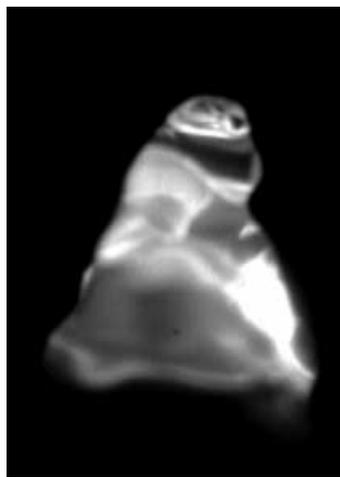


Fig. 4. Conical shape of the perturbed liquid volume for 33 V. Field of view of 2.9×2.1 mm, corresponding to zone *a* in Fig. 2, with a resolution of 12  $\mu\text{m}/\text{pixel}$



Fig. 5. Typical feature of the atomizing results for high voltage where the big cone and a fine cloud of droplets are observed. In this case, the image was obtained recording the laser-induced fluorescence signal of sulforhodamine seeded in the atomized water. The resolution is  $5 \mu\text{m}/\text{pixel}$ , a field of view of  $1.45 \times 1.9 \text{ mm}$ , zone *b* in Fig. 2, and an excitation voltage of 33 V

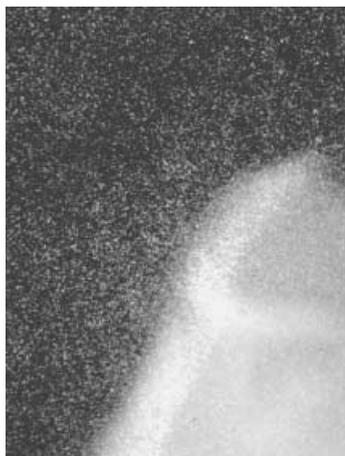


Fig. 6. Another example, for the same conditions as those in Fig. 5

lution of  $5 \mu\text{m}/\text{pixel}$ , a field of view of  $1.45 \times 1.9 \text{ mm}$ , shown as zone *b* in Fig. 2, and an excitation voltage of 33 V. It has to be noted that both images were obtained recording the laser-induced fluorescence of sulforhodamine seeded in the atomized water. This is why the surface waves are barely visible, because laser reflections were eliminated. Although inferring droplet sizes directly from the images can be deceiving, it is obvious that they are substantially smaller than the surface perturbation wavelength. Applying Lang's relation

$$D = 0.34 \left( \frac{8\pi\sigma}{\rho F^2} \right)^{1/3} \quad (3)$$

and solving for the operating parameter values, the calculated droplet diameter  $D$  is in the range of  $3 \mu\text{m}$ . As will be shown in the next section, this figure is very close to the measurements obtained by laser diffractometry. This coincidence is somewhat surprising, considering the clear

divergence between the predicted and the observed surface wavelengths. In Fig. 7, corresponding to a field of view of  $1.5 \times 1.5 \text{ mm}$ , an excitation voltage of 37 V and a resolution of  $2 \mu\text{m}/\text{pixel}$ , the characteristic length of the perturbations on the liquid surface can be compared with the droplet size. The difference is notorious.

In view of the discrepancy between the observed and the predicted surface wavelengths, the origin of the spray droplets might be attributed to cavitation bubbles formed in the liquid/transducer interface. Propagation and collapse of the bubbles would, under this hypothesis, cause the ejection of the fine mist. These bubbles can be identified as the black spots in the bulk of the liquid in Fig. 8a, b, corresponding to a field of view of  $0.5 \times 0.75 \text{ mm}$  and a resolution of  $2 \mu\text{m}/\text{pixel}$ . The imaged area is that denoted by  $d$  in Fig. 2. The greyscale in the images was chosen so that the bubbles can be discerned simultaneously with the small droplets located over the liquid surface. It is

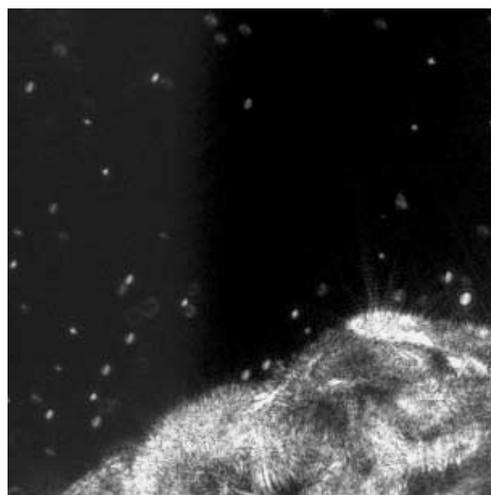


Fig. 7. Perturbed liquid surface, and atomized droplets. Field of view of  $1.5 \times 1.5 \text{ mm}$  shown as zone *c* in Fig. 2, and a resolution of  $2 \mu\text{m}/\text{pixel}$ . Forcing voltage 37 V

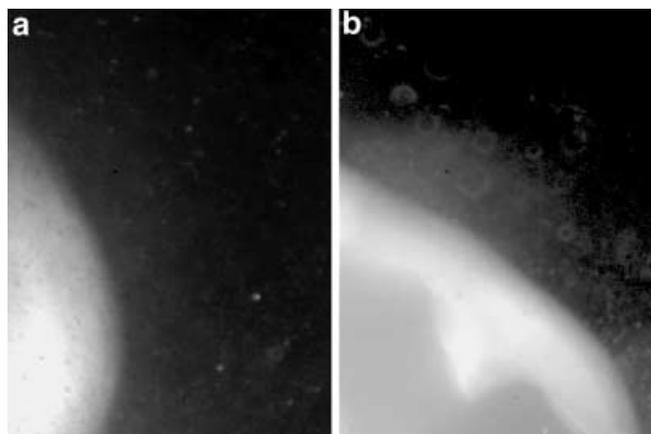


Fig. 8a, b. Images where atomized droplets are visible together with bubbles, corresponding to dark spots, in the interior of the non-atomized water. Field of view of  $0.5 \times 0.75 \text{ mm}$ ,  $d$  in Fig. 2, and resolution  $2 \mu\text{m}/\text{pixel}$

noticeable that both droplets and bubbles appear to be of similar sizes. Unfortunately, the presence of bubbles has not been systematically observed in all the images in which droplets were detected.

As the discrete water volume is atomized its level over the transducer decreases. When finally there is only a very thin layer, the atomization characteristics change. Instead of forming a relatively homogeneous mist, droplets are formed in straight, parallel streams, and their diameter increases. This behavior is shown in Fig. 9a, b. In both, resolution is  $5\ \mu\text{m}/\text{pixel}$ , field of view is  $1.45\times 1.9\ \text{mm}$ , and the forcing voltage is set to 30 V. In Fig. 9a, a homogeneous cloud is produced over the water surface. In Fig. 9b, however, droplets emerge in coherent streams crossing from right to left in the image. This variation has to be associated with the decrease in both the thickness of the water layer as well as in its curvature.

## 4.2

### Droplet size distributions

In good agreement with previous studies, the droplet size distribution measurements in the present experiments

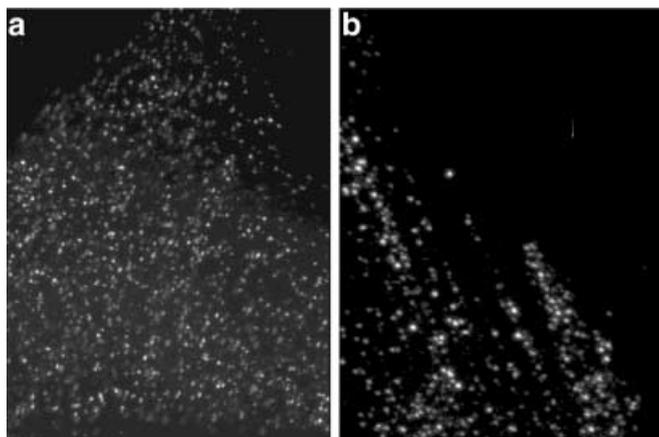


Fig. 9a, b. Atomization characteristics for different water levels over the transducer: a with an approximate volume of 0.2 ml; b in the final stages of the process with only a thin layer of liquid on the disk surface. In both images, resolution is  $5\ \mu\text{m}/\text{pixel}$ , field of view is  $1.45\times 1.9\ \text{mm}$  as depicted in zone b in Fig. 2, and the forcing voltage was set to 30 V

confirm a series of statements that are generally accepted. As stated in Sect. 4.1, the range in which droplet diameters vary is quite reduced, in agreement with Lang's hypothesis relating droplet sizes to ultrasonic frequency. However, the transient measurements in this study reveal that the change in the atomization characteristics described in Fig. 9a, b related to the water level over the transducer, is accompanied by the appearance of a second peak of larger droplets in the size distribution function.

If a constant water level is maintained over the ceramic disk, the distribution does not change with time. This can be observed in Fig. 10, corresponding to an excitation voltage of 32.5 V. The axes in the plot represent droplet diameter (logarithmic), and percentage in volume of the atomized liquid corresponding to each diameter class.

At this point, it must be noted that the distribution function actually represents a histogram with bins of a width that is not constant. On the contrary, it increases exponentially with the diameter. For this reason, plotting the histogram in logarithmic coordinates gives a direct indication of the liquid volume percentage in each bin as if they were equal.

In Fig. 10, a main peak is clearly located around  $3.5\ \mu\text{m}$ . A secondary peak is observed in some measurements of about  $5.2\ \mu\text{m}$ . A final rise is also observed in the  $60\text{--}70\text{-}\mu\text{m}$  region, which can be related mainly to break up due to the displacement of the liquid volume as a whole, not directly related to the ultrasonic frequency.

When the water mass initially deposited over the transducer is allowed to be atomized in its entirety, the temporal evolution reveals a change in the nebulization conditions. Figure 11a–d shows temporal evolutions for different excitation voltages (35, 40, 42.5, and 45 V). Initially, a distribution similar to that described in Fig. 10 is observed. However, as time progresses, the distribution evolves. The initial double peak with the principal maximum in  $3.5\ \mu\text{m}$  and the secondary at  $5.2\ \mu\text{m}$  tend to merge into a single one located at  $5.2\ \mu\text{m}$ . As time advances, this peak displaces towards larger diameters, reaching values as high as  $9\ \mu\text{m}$  in Fig. 11d. At the same time, a third peak located in the  $60\text{--}70\text{-}\mu\text{m}$  range increases at the expense of the one corresponding to  $3\text{--}5\ \mu\text{m}$ . This effect is especially noticeable in Fig. 11a, b, corresponding to 35 and 40 V

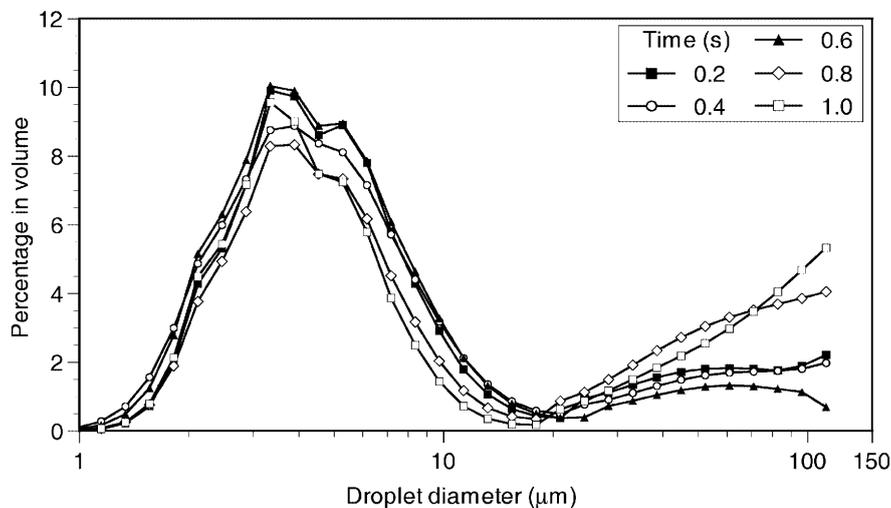
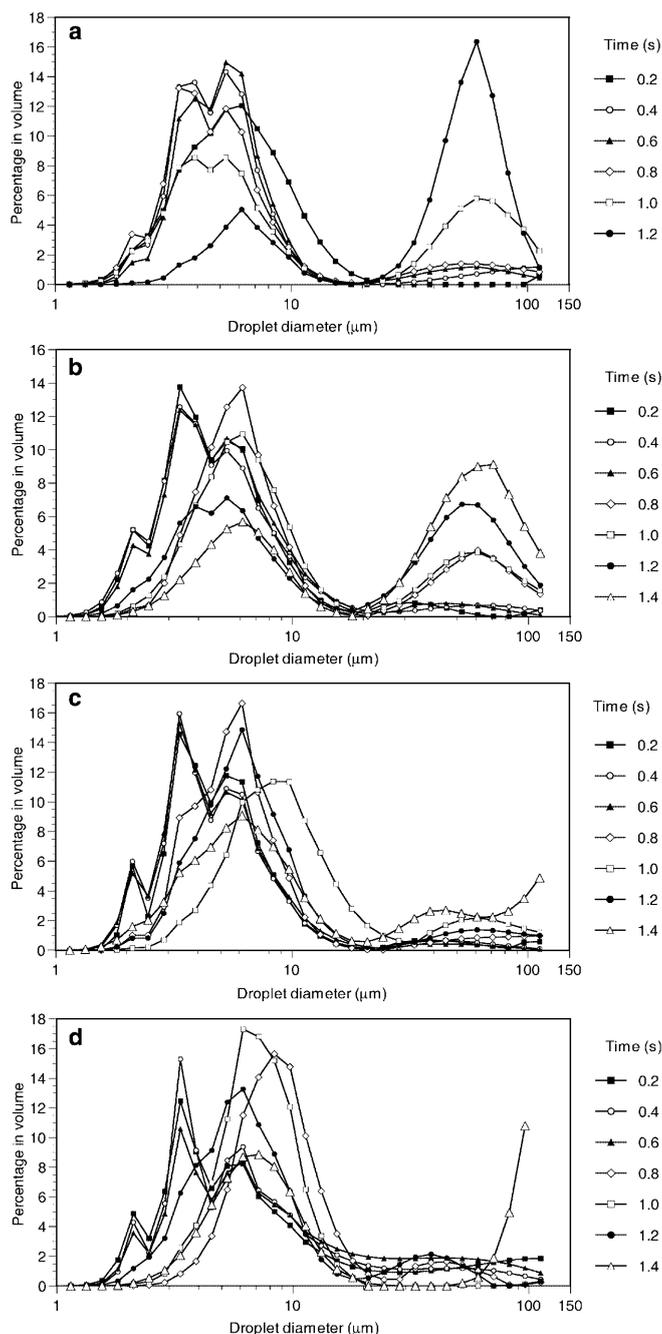


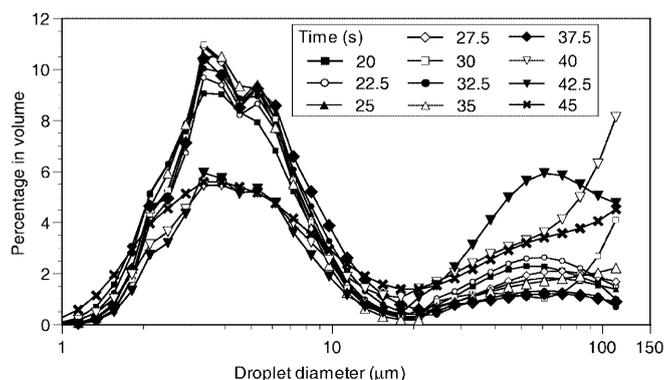
Fig. 10. Temporal evolution of the droplet size distribution for a fixed liquid level over the transducer and a forcing voltage of 35 V. Note the logarithmic scale in the droplet diameter axis



**Fig. 11a–d.** Temporal evolution of the droplet size distribution for the atomization of a small amount of water deposited over the transducer without further addition of liquid. Forcing voltage: a 35 V; b 40 V; c 42.5 V; d 45 V

respectively. As a final observation, a small peak located at 2  $\mu\text{m}$  can also be discerned at the initial atomization stages. In most measurements, this peak disappears after 0.6 s. In any case, the size dependence on voltage is relatively weak.

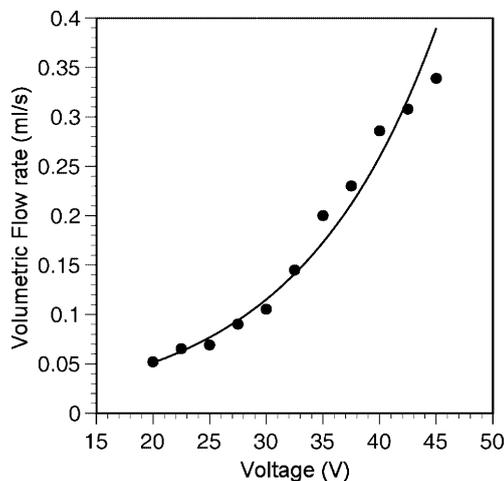
To analyze the droplet size distribution variation with voltage, measurements were obtained atomizing with a constant water level, to eliminate the temporal dependence. Results are presented in Fig. 12. The distribution is similar to those presented in Fig. 11. It is interesting to observe that, for voltages below 40 V, all the distributions



**Fig. 12.** Variation in the droplet size distribution with voltage. Measurements were obtained atomizing with a constant water level, to eliminate the temporal dependence

are very similar, again corroborating the relative independence between droplet size and forcing amplitude. For the higher voltages, the secondary peak increases its relative importance. Formation of these larger droplets could be caused by the more violent vibration of the transducer, probably independent of the specific ultrasonic frequency. Tests should be conducted using other transducers with different resonance frequencies to corroborate this hypothesis.

It has to be remarked that, although droplet size is mainly dependent on frequency, the rate at which liquid is atomized is mostly controlled by the driving voltage. This is confirmed by the measurements shown in Fig. 13, obtained registering the time needed to nebulize a fixed water volume. Atomization rate clearly increases with voltage. It has to be noted that if droplet generation is attributed to detachment from surface wave crests, once the amplitude is high enough so that droplets are ejected from each crest, the rate at which they are formed, together with their size, would reach a constant value determined only by the oscillation frequency. A further increase in the nebulization rate could only be explained by an increase in the liquid surface area from which the droplets emerge. If cavitation mechanisms are employed to justify this dependence, the



**Fig. 13.** Atomization rate as a function of voltage

explanation is easier, because larger-oscillation amplitudes will cause higher pressure variations favoring the formation of cavitation bubbles (Söllner 1936b).

From the size distributions, some statistical parameters were calculated. Mean diameter,  $D_{10}$ , and mass mean diameter,  $D_{30}$ , both of them based on number of droplets, as a function of the forcing voltage are presented in Fig. 14. The same plot also includes 10% and 50% volume percentiles,  $D_{v0.1}$  and  $D_{v0.5}$ . Only  $D_{v0.5}$  shows an abrupt increase for voltages over 37.5 V due to the higher relative weight given to large droplets. This increase is correlated with the change in the distribution curves displayed in Fig. 12 already discussed. In spite of that, it is remarkable that for voltages between 22.5 and 37.5 V, even the 50% percentile is located below 6  $\mu\text{m}$ . For temporally evolving atomization, a diameter increase is observed for the final stages, when almost all the water is nebulized. An example is shown in Fig. 15, corresponding to an excitation of 42.5 V. The diameter increase at 1 s could be due to some occasional splashing.

A final parameter was also analyzed: the volume fraction of droplets with diameter below 5  $\mu\text{m}$ . This parameter would determine, for example, whether a nebulizing device is acceptable for asthma inhalation therapy (for this application, a minimum of 30% is typically required). Figure 16 shows the obtained results for stationary atomization. In agreement with the results of Fig. 14, the fraction remains almost constant for voltage values below 37.5 V, with a value around 60%. For higher voltages, the fraction of large droplets increases, as shown in Fig. 12, and the percentage below 5  $\mu\text{m}$  drops to 30%.

### 4.3 Velocity measurements

Image pairs were acquired with a spatial resolution of 2  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ , extending the imaged area from 2.5 to 4 mm above the transducer surface (dotted square in Fig. 2). In this case, a discrete water volume was atomized yielding a

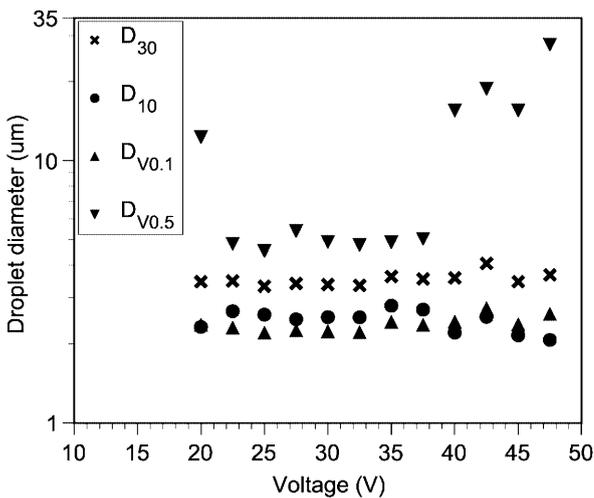


Fig. 14. Mean diameter,  $D_{10}$ , mass mean diameter,  $D_{30}$ , 10% and 50% volume percentiles,  $D_{v0.1}$  and  $D_{v0.5}$ , as a function of the forcing voltage. All these parameters were derived from the distributions in Fig. 11

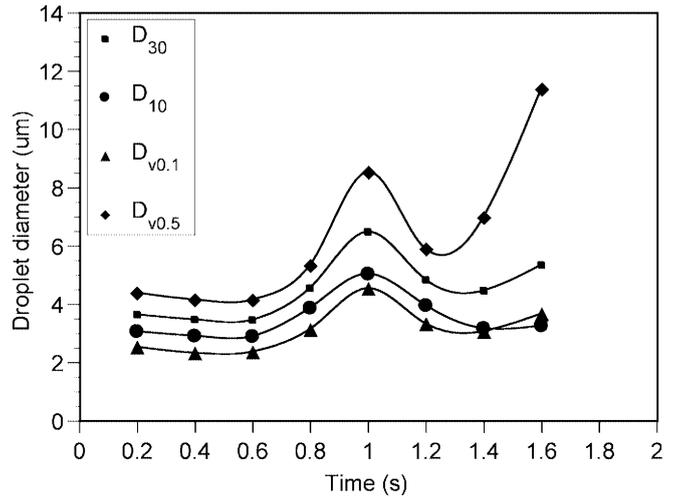


Fig. 15. Temporal evolution of the statistical parameters in Fig. 14 when atomizing a fixed amount of liquid. Forcing voltage 42.5 V

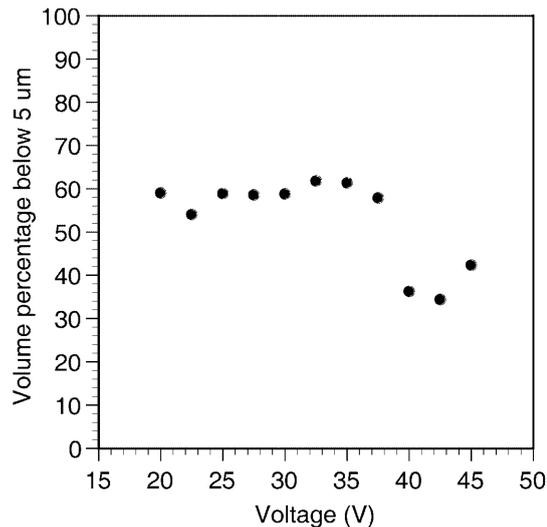


Fig. 16. Volume fraction of droplets with diameter below 5  $\mu\text{m}$  as a function of the excitation voltage for stationary atomization

constant decrease in its level over the transducer. Three different scenarios are observed in the images: one where only the liquid mass is visible, a second one in which the liquid surface and droplets coexist in the same picture, and a third situation where only droplets are visible. The first one does not provide information about droplet velocity. The third group of images can also correspond to two different situations: droplets that just emerged from the liquid surface, or a cloud that floats in the air at very low velocity after nearly all the liquid volume was atomized. Some results are displayed in Fig. 17a-c, corresponding to a forcing voltage of 22 V. The dark region in the lower part of Fig. 17a corresponds to non-atomized water. In these images, velocities vary from 15 cm/s to 4 cm/s.

Figure 18 shows the mean velocity for each image averaged over 15 images, for different voltages. The primary interest of the PIV measurements was to determine the droplet exit velocity. With the present experimental setup,

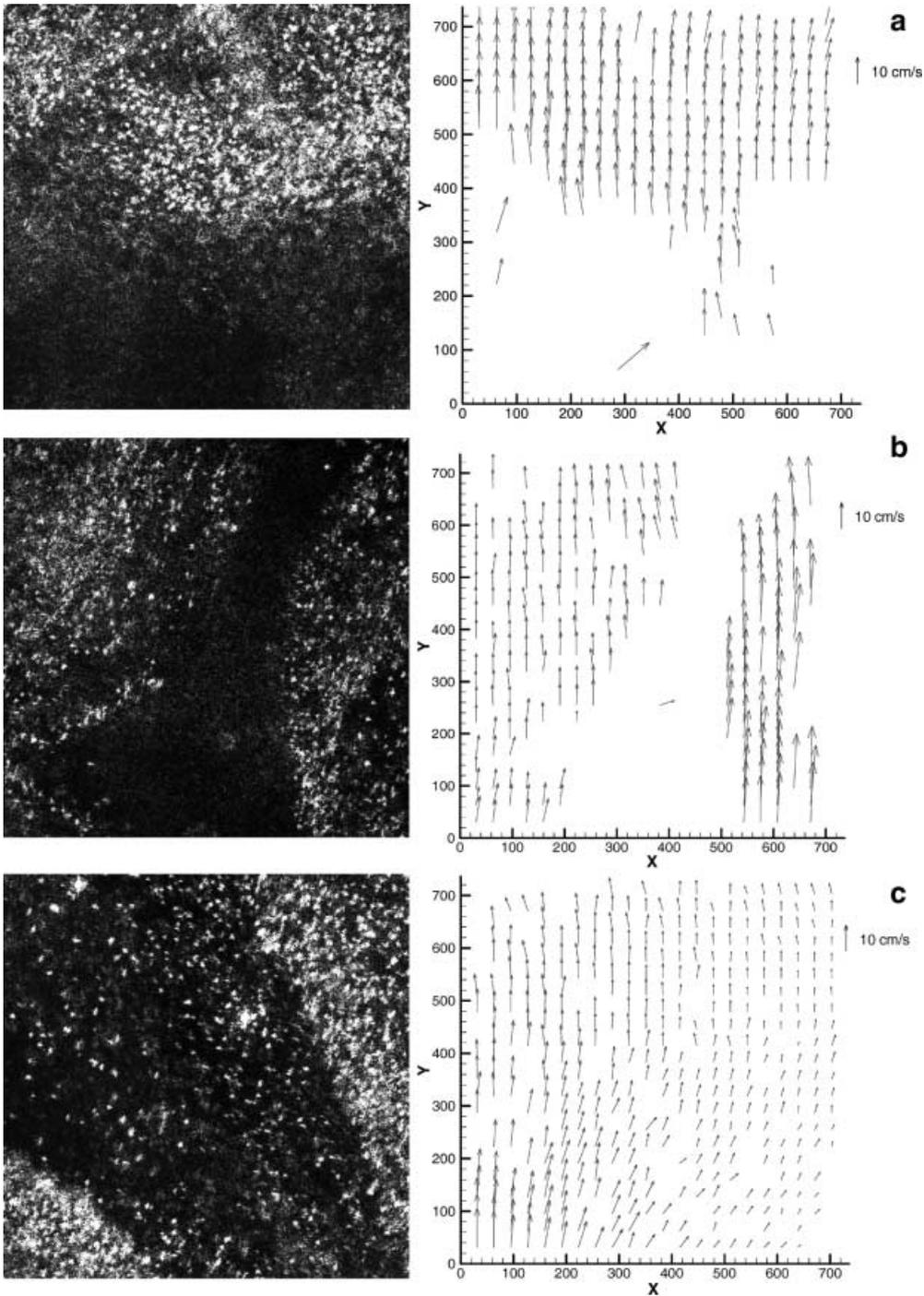


Fig. 17a–c. Images of droplets together with corresponding velocity maps. The imaged area, zone c in Fig. 2, is  $1.5 \times 1.5$  mm with a spatial resolution of  $2 \mu\text{m}/\text{pixel}$

if droplets were only decelerated by gravity effects, a  $4 \mu\text{m}$  droplet ejected vertically with a velocity of  $20 \text{ cm/s}$  would come to a stop in only  $2 \text{ mm}$ , although it is obvious that in the real situation, aerodynamic effects cannot be neglected. In these experiments, care was taken to avoid air flows in the air surrounding the transducer. Therefore, it was estimated that to obtain a better indication of the ejection velocity it would be more convenient to take the 15-image average of the maximum values in each image. The maximum values among these maxima are also included in the plot. From the three curves depicted, it can be concluded that the droplet velocity increases with voltage.

## 5 Conclusions

Ultrasonic water atomization at MHz frequencies was studied. Experiments were performed both maintaining a constant water level over the piezoceramic transducer and leaving a fixed liquid volume to be atomized completely. In this way, the temporal evolution of the process was analyzed. It was confirmed that the droplet size distribution is relatively independent of the forcing voltage. For the oscillation frequency in the present measurements,  $1.65 \text{ MHz}$ , the droplet size distribution function presents a main peak between  $3$  and  $5 \mu\text{m}$ . However, at high voltages,

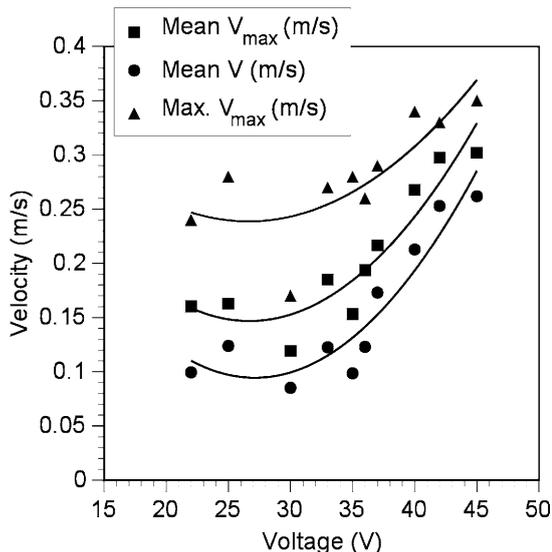


Fig. 18. Droplet velocity as a function of excitation voltage. Mean  $V_{max}$  is the average over several images of the maximum velocity values in each image. Max  $V_{max}$  is the maximum values of the maxima

violent movement of the bulk of the liquid due to the large forcing amplitude displaces the droplet distribution towards a secondary maximum, corresponding to larger diameters on the order of  $60 \mu\text{m}$ .

The atomization process occurs according to the following sequence. The ultrasonic vibration of the ceramic disk causes the oscillation of the liquid mass that forms a cone, and the appearance of surface waves in the air/liquid interface. Their wavelength, however, was observed to be larger than that predicted by Rayleigh's equation. In some images, the presence of bubbles in the bulk of the liquid was detected. They are most probably due to cavitation at the disk/water interface and could also be responsible for the whole atomization process. Droplet formation only occurs for amplitude oscillations over a certain threshold, corresponding to forcing voltages above 15 V.

For the final atomization stages, when the water over the transducer is almost depleted, the spatial distribution of the droplet cloud changes. Instead of a homogeneous mist, droplets emerge in discrete filaments. This is accompanied by an increase in the droplet diameter, caused both by a displacement of the peak diameter towards higher values (from  $3 \mu\text{m}$  to nearly  $9 \mu\text{m}$ ) and the presence of a second peak at around  $50 \mu\text{m}$ . This effect is associated with the decrease in the surface curvature.

It was also determined that both the atomization rate and the droplet exit velocity increase with the forcing voltage.

## References

- Bassett JD, Bright WW (1976) Observations concerning the mechanism of atomization in an ultrasonic fountain. *J Aerosol Sci* 7:47-51
- Bendig L (1988) New developments of ultrasonic atomizers. In: Proceedings of the 4th International Conference on Liquid Atomization and Sprays Systems. The Fuel Society of Japan, Tokyo, pp 133-138
- Benjamin TB, Ursell F (1954) The stability of the plane free surface of a liquid in vertical periodic motion. *Proc R Soc London A* 225:505-515
- Bisa K, Dirnagl K, Esche R (1954) Zerstäubung von Flüssigkeiten mit Ultraschall [Ultrasonic spraying of liquids], *Siemens-Z* 28:341-344
- Boguslaskii YY, Eknadiosyants OK (1969) Physical mechanism of the acoustic atomization of a liquid. *Sov Phys Acoust* 15:14-21
- Chiba C (1975) Atomization of liquid by immersed and convergent ultrasonic vibrators (case of distilled water). *Bull J Soc Mech Eng* 18:376-382
- Edwards WS, Fauve S (1994) Patterns and quasi-patterns in the Faraday experiment. *J Fluid Mech* 278:123-148
- Eisenmenger W (1959) Dynamic properties of surface tension of water and aqueous solutions of surface active agents with standing capillary waves in the frequency range from 10 kHz to 1.5 MHz. *Acoustica* 9:327-340
- Eknadiosyants OK (1968) Role of cavitation in the process of liquid atomization in an ultrasonic fountain. *Sov Phys Acoust* 14:80-84
- Faraday M (1831) On the forms and states assumed by fluids in contact with vibrating elastic surfaces. *Phil Trans R Soc London* 52:319-340
- Fogler HS, Timmerhaus KD (1965) Ultrasonic atomization studies. *J Acoust Soc Am* 39:515-518
- Gershenson EL, Eknadiosyants OK (1964) The nature of liquid atomization in an ultrasonic fountain. *Sov Phys Acoust* 10:127-132
- Kelvin Lord (W Thomson) (1871) Hydrokinetic solutions and observations. *Phil Mag* 42:362-377
- Lang RJ (1962) Ultrasonic atomization of liquids. *J Acoust Soc Am* 34:6-8
- Miles J (1994) Faraday waves: rolls versus squares. *J Fluid Mech* 269:353-371
- Peskin RL, Raco RJ (1963) Ultrasonic atomization of liquids. *J Acoust Soc Am* 35:1378-1381
- Rayleigh L (1883) On the crisping of fluid resting upon a vibrating support. *Phil Mag* 15:50-58
- Rayleigh L (1917) On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Phil Mag Ser 6* 34:94-98
- Sindayihebura D, Bolle L (1998) Ultrasonic atomization of liquid: stability analysis of the viscous liquid film free surface. *Atomiz Sprays* 8:217-233
- Sindayihebura D, Cousin J, Dumouchel C (1997) Experimental and theoretical study of sprays produced by ultrasonic atomizers. Part Part Syst Charact 14:93-101
- Söllner K (1936a) The mechanism of the formation of fogs by ultrasonic waves. *Trans Faraday Soc* 32:1532-1536
- Söllner K (1936b) Experiments to demonstrate cavitation caused by ultrasonic waves. *Trans Faraday Soc* 32:1537-1538
- Sorokin VI (1957) The effect of fountain formation at the surface of a vertically oscillating liquid. *Soviet Phys Acoust* 3:281-291
- Topp MN (1973) Ultrasonic atomization - a photographic study of the mechanisms of disintegration. *Aerosol Sci* 4:17-25
- Wood WR, Loomis AL (1927) The physical and biological effects of high frequency sound-waves of great intensity. *Phil Mag* 4:417-437



## High-Frequency Ultrasonic Atomization with Pulsed Excitation

A. Lozano<sup>1,§</sup>, H. Amaveda<sup>2</sup>, F. Barreras<sup>1</sup>, X. Jordà<sup>3</sup>, M. Lozano<sup>3</sup>,

<sup>1</sup> *LITEC/CSIC, Maria de Luna, 10, 50018-Zaragoza, Spain*

*Ph. +34 976 716303, Fax: +34 976 716456*

<sup>2</sup> *Centro Politécnico Superior de Ingenieros, Area de Mecánica de Fluidos*

*Universidad de Zaragoza, Maria de Luna, 3, 50015-Zaragoza, Spain*

<sup>3</sup> *Centre Nacional de Microelectrònica (CNM-CSIC).*

*Campus UAB. 08193 Bellaterra, Cerdanyola del Vallès, Spain*

### ABSTRACT

Ultrasonic atomization is a very convenient method to produce sprays of very small droplets. Resulting droplet size distributions are very narrow and the mean diameter is essentially only controlled by the excitation frequency. Generation of droplets in the micron range requires MHz waves, with voltages around 30 V, which translates into power requirements on the order of 10 W. Tunable wave generators with these characteristics are somewhat uncommon. To explore the capabilities of ultrasonic atomization for inhalation therapies, an excitation source, described in this paper, has been designed. The characteristics of the sprays obtained when driving with it a piezoceramic disk are analyzed.

### INTRODUCTION

Ultrasonic atomization has some specific characteristics that make it advantageous over other traditional mechanical methods, like pressure or gas-assisted systems, to generate sprays of very small droplets. In particular, the resulting droplet size distributions are very narrow, and the droplet diameter is essentially controlled only by the ultrasonic frequency [1]. For these reasons, the use of ultrasonic atomizing devices is becoming increasingly popular for a number of applications, for example in domestic humidifiers, or medical nebulizers. This last use has boosted the interest in ultrasonic based systems because they are being considered a potential substitute for the disposable pressurized metered dose inhalers (PMDI) based on liquefied fluorocarbon gases that are massively consumed all over the world for asthma treatments and that might be banned in a near future because of the severe restrictions in the use of halogenated organic compounds.

Although the first application of ultrasonic waves to generate sprays was proposed by Wood and Loomis in the beginning of the XX century [2], there remain many aspects not completely understood about the physics controlling this process. In

---

<sup>§</sup> Corresponding autor: e-mail: alozano@litech.csic.es

particular, the interaction between two intervening mechanisms, surface capillary waves [3-5] and hydrodynamic cavitation is still debated [6,7].

Due to technical limitations a majority of the experimental studies on ultrasonic atomization has been performed in large systems with low forcing frequencies, usually below 400 kHz. To generate droplets adequate to be inhaled in medical applications (typically around 5  $\mu\text{m}$ ) frequencies in the MHz range are required. Although some references describe circuits for ultrasonic excitation [8]; versatile tunable wave generators capable of supplying voltages up to 50-60 V and powers of tens of Watts are very uncommon. For this reason, a wave generator has been specifically designed to excite ultrasonic transducers, and this paper describes it along with its performance tested in a series of experiments.

### EXCITATION SYSTEM

The development of piezoelectric ceramics in the last decades has situated them as the preferred material for ultrasonic transducers, because of their excellent electro-mechanical properties and their low cost. The family of PZT ceramics (lead, zirconium and titanium compounds) is the base for most piezoelectric transducers due to their high polarizing parameters. Geometrically, these transducers are usually manufactured as disks made of the sinterized material with a terminal on each side. Their electrical behavior near the resonance frequency is described by the impedance plot of Fig. 1, obtained with a HP4195A Spectrum Analyzer for an American Piezo Ceramics [9] PZT disk and the R-L-C equivalent circuit of Fig. 2 a. The capacitor  $C_0$  takes into account the effect of contact metallization on each side of the ceramic. However, for higher frequencies, further impedance changes, of smaller amplitudes, can also be detected, corresponding to higher eigenmodes of the disk. Consequently, the transducer behavior would be more accurately described by a set of R-L-C branches, in parallel with the  $C_0$  capacitance, as depicted in Fig. 2 b. For the disk vibration to achieve amplitudes high enough to produce atomization, it has to be excited at the resonance frequency. At this point the resistance is only of a few ohms, and the power consumption is appreciable. Unfortunately, only a fraction of the power consumption contributes to the mechanical vibration, while a large part is dissipated as heat. For these reasons, it is essential to use tunable generators, capable of supplying alternate voltages with required powers, up to 50 W. However, heating the ceramic above its Curie temperature causes its depolarization leaving it unusable for atomization purposes. For this reason, a pulsed excitation system where bursts are produced with a controlled timing prevents undesired overheating.

The whole system comprises a power stage directly connected to the transducer, a DC power supply connected to the power stage, and the control unit. Considering the electrical behavior of the piezoelectric transducer described by a series R-L-C circuit, the H-bridge topology shown in Fig. 3 can apply an alternate square wave voltage from a DC main voltage supply, obtaining quasi-sinusoidal current waveforms [10]. The MOSFET transistors represented in Fig. 3 are controlled following a "diagonal" pattern; i.e. M1 and M3 are controlled by the same control signal, as is the case for M2 and M4.

If these gate control signals show a frequency slightly higher than the resonance one, a ZVS (Zero Voltage Switching) condition is obtained and when the transistors are turned ON their drain-to-source voltage is almost zero. This switching strategy decreases switching losses in the power devices, a very relevant subject in high frequency converter applications. Another interesting issue of the H-bridge topology is that using a DC link voltage  $E$ , the peak-to-peak output voltage of the converter is  $2E$ . The selection of power MOSFETs, gate drive integrated circuits and optocouplers have required a particular attention to ensure their correct operation at high frequencies. VDMOS (vertical double-diffused MOS) have been selected because of their high commutation speed. Furthermore this transistor structure includes an inner antiparallel diode that can be used as freewheel [11]. Antiparallel freewheel diodes are used to always maintain a current in the inductive loads, avoiding interruptions that would cause elevated current peaks. The specific transistor employed has been an IRFU110 [12], which limits the maximum voltage deliverable to 100 V. The converter layout has also followed an accurate design process to avoid the influence of parasitic inductance.

Concerning the control stage, it has been based on CMOS logic components. Generation of the various impulses that originate the control signals in the power stage has been achieved by means of the CMOS version of the well known "555" timer. One main design criterion has been to use standard circuits in order to obtain a low cost, robust and easy-to-maintain system. The final performance given by the control stage can be summarized as follows:

- Oscillation frequency of the pulse train making up each burst (switching frequency of the MOSFET transistors), between 500kHz and 2MHz.
- Single burst or repetitive burst mode.
- Burst repetition rate between 1Hz and 1kHz.
- Number of pulses in each burst, from 1 to 99,999.

## EXPERIMENTAL RESULTS

The system has been functionally tested in order to validate its main characteristics. During this phase, an R-L-C circuit using discrete components was connected to the DC-AC converter and almost ideal waveforms and ZVS switching conditions were observed. Nevertheless, when a piezoelectric transducer was connected to the DC-AC converter, the current and voltage waveforms of Fig. 4 were observed, showing high frequency superposed ripple. After an accurate analysis including circuit simulation (SPICE), this phenomenon has been explained by sudden voltage variations at the output of the converter exciting higher normal-mode frequencies of the piezoelectric ceramic. The experimental output current can be accurately described by the superposition of, at least, three harmonic components. Hence, when dealing with the power converter, the accepted equivalent circuit of the ultrasonic transducer must be modified to include two additional R-L-C branches in parallel with the main one.

To observe the performance of the complete system, different measurements have been performed using a PZT ceramic disc of 1.668 MHz resonance frequency and atomizing small amounts of water. The transducer, shown in Fig. 5 in the atomization

process, had a diameter of 20 mm and a thickness of 1.3 mm. The liquid volume (typically 0.5 ml) was deposited over the disk surface, and its level was maintained approximately constant during the atomization process while the measurements were obtained. The maximum voltage that can be delivered to the ceramic without damaging is 50 V. For voltages below 10 V no atomization was observed. Excitation bursts of 80,000 pulses at a repetition rate of 1 kHz. were applied to the transducers. It was noticed that bursts formed by less than 10,000 pulses were not capable of initiating the atomization.

To measure droplet size distributions a Malvern Mastersizer S laser diffractometer [13], equipped with a 300 mm focal length lens, has been used. According to the manufacturer specifications, this lens is suitable to cover a droplet diameter range from 0.5  $\mu\text{m}$  to 900  $\mu\text{m}$ . The laser beam was crossing the spray cloud 5 mm above the transducer surface. For each measurement, 500 readings of the detector units ("sweeps") were averaged. Such process was completed in one second, approximately corresponding to 20 forcing bursts. The maximum obscuration in the Malvern measurements was lower than 25%, with a minimum of 3.6 % for the lowest voltage (10 V) due to the reduced flow rate. The room was darkened to maximize the measurements contrast for low obscuration values.

To calculate the droplet size distribution, the polydisperse model of the Malvern software was selected, as recommended by the manufacturer when the distribution shape is not known *a priori*. From the distributions, mean diameters and other statistical indicators have been calculated. Those parameters considered to be relevant to the nebulization of medical drugs and inhalation of the resulting aerosol have been selected:  $D_{10}$  and  $D_{30}$  diameters, 10% and 50% volume percentiles  $D_{v0.1}$  and  $D_{v0.5}$ , and cumulated volume fraction below 5  $\mu\text{m}$ . This last parameter is especially significant because customarily pressurized metered dose inhalers for respiratory track diseases such as asthma are required to deliver at least 30% of the nebulized droplets with diameters smaller than 5  $\mu\text{m}$ .

The ultrasonic atomization process can be summarized as follows. When excited with the periodic 1.668 MHz signal, the disk starts vibrating. For voltages below 10 V no atomization is produced, although a pattern of surface waves forms on the liquid surface. As the voltage is increased, the liquid assumes a conical shape (Fig. 6), irrespective of the surface waves. At a determinate voltage, superimposed both to the whole mass displacement that produces the conical shape and the interfacial waves, a fine mist of small droplets is generated.

Droplet size distributions for different forcing voltages are presented in Fig. 7. In agreement with previous studies that relate droplet diameter only to the ultrasonic frequency [1], it is observed that the distributions are essentially independent of the wave amplitude. Several features can be outlined. There are two main peaks around 3.5  $\mu\text{m}$  and 5.5  $\mu\text{m}$  respectively. A lower peak located at 1.5  $\mu\text{m}$  can also be discerned for most of the voltages applied. The peak at 50-60  $\mu\text{m}$ , of variable height is most likely due to droplets that detach from the liquid surface due to the bulk motion of the liquid cone, and is probably independent of the disk resonance frequency.

It is important to note that the distribution functions displayed actually represent histograms with bins of a width that is not constant. On the contrary, it increases exponentially with the diameter. For this reason, plotting the histogram in logarithmic coordinates gives a direct indication of the liquid volume percentage in each bin as if they were equal.

Starting from the size distribution functions, the statistical parameters described above have been calculated. All of them are plotted in Fig. 8. As expected, they are insensitive to voltage variations, confirming other reported observations. Mean diameters are situated below 5  $\mu\text{m}$ , and only the 50% volume percentile  $D_{v0,5}$  exceeds this value, due to the stronger influence of large droplets that comprise a sensible volume fraction of the total atomized water. Similarly, the volume percentage below 5  $\mu\text{m}$  (Fig. 9) shows an excellent behavior with values with most values over 40%, and reaching a maximum that exceeds 55%.

It is important to observe that although the droplet diameter is independent of the excitation amplitude, the atomization rate increases with voltage. This dependence can be observed in Fig. 10. Two curves are compared. The continuous one corresponds to excitation with a sinusoidal generator of fixed frequency and (0, +V) amplitude for a given voltage V, while the pulsed has been obtained forcing the ceramic disk with the driver developed for the present research. It is evidenced that the optimized energy delivery contributes both to increase the atomization flow rate and to decrease the minimum voltage with which atomization is initiated.

Increasing the voltage results also in an increased current consumption. Fig. 11 shows the simultaneous behavior of current and power while voltage is raised up for both excitation sources. Again it is observed that the one here developed results to be more efficient. Power requirements around 15 W are needed for a forcing voltage of 45 V. These results might suggest the convenience of atomizing at the lowest possible voltages. However, this reasoning has to be combined with the flow rate values. The total energy required to atomize 1 ml of water is displayed in Fig. 12. It suggests the use of either low or high voltages. The lower end is limited by the minimum forcing voltage needed to achieve atomization, and, for some applications by a minimum flow rate required or a maximum atomization time allowed (for example for single shot inhalations). The higher limit will be limited by the maximum instant power deliverable from the source and by disk overheating leading the ceramic to exceed its Curie point.

In any case, it might be illustrative to estimate the minimum power and energy requirements for the atomization process. The surface energy of a number  $N$  of droplets with diameter  $D$  is

$$E = N\sigma\pi D^2$$

where  $\sigma$  is the surface tension coefficient. Assuming a total volume of water  $V$  to be atomized of 1 ml, and an excitation voltage of 30 V, the mean diameter will be  $\sim 3\mu\text{m}$ , and  $E = 0.144$  J. According to Fig. 11, the required power is  $\sim 5$  W. The low droplet ejection velocity of 10-20 cm/s (see Barreras et al. [14]) makes the kinetic energy contribution negligible. Consequently, for this particular case, only about 1% of the supplied power is effectively used in nebulizing the liquid.

## CONCLUSIONS

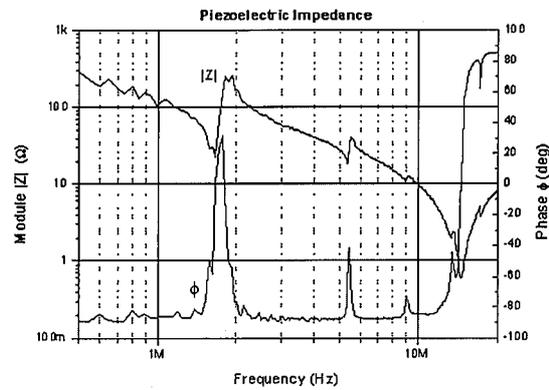
An electronic system specifically designed to excite piezoceramic disks for ultrasonic atomization has been designed. It is based on a DC-AC converter with H-bridge topology switching ZVS mode optimized for R-L-C type loads. The equivalent circuit of a piezoelectric resonator approximately corresponds to this type, hence the design seems to be advantageous. However, the abrupt voltage variations at the output cause the excitation not only of the fundamental resonance frequency of the disk but also of higher order harmonics slightly deteriorating the performance. The system has been designed to operate in burst mode, sending a predetermined number of pulses, thus limiting ceramic overheating. It is capable of supplying up to 100 V, in a tunable frequency range from 500kHz to 2MHz. With this system, a series of measurements have been obtained exciting a disk with a 1.688 MHz resonance frequency and atomizing water. When voltage exceeds a threshold voltage of 10 V a fine moist is produced. The resulting droplet size distribution presents two main peaks at 3.5  $\mu\text{m}$  and 5.5  $\mu\text{m}$ , and is insensitive to voltage variations in good agreement with previously reported experiments. The spray characteristics are excellent with mean diameters  $D_{10}$  and  $D_{30}$  below 5  $\mu\text{m}$ . Power consumption is about 10 W. The driving system here presented results to be more efficient than other simple oscillator circuits, because it requires less power and energy to atomize a same amount of water.

## REFERENCES

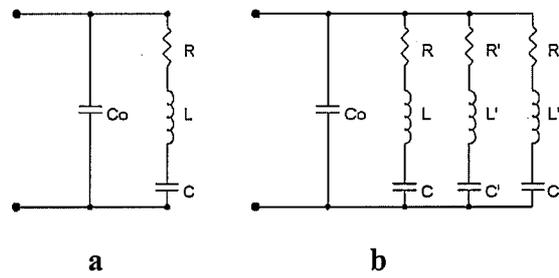
- [1] Lang, R.J., 1962, Ultrasonic Atomization of Liquids, *J. Acoust. Soc. Am.*, **34** (1), pp. 6-8.
- [2] Wood, W.R. and Loomis, A.L., 1927, The physical and biological effects of high frequency sound-waves of great intensity, *Phil. Mag.*, **4** (22), pp. 417-437.
- [3] Sorokin, V.I., 1957, The effect of fountain formation at the surface of a vertically oscillating liquid, *Soviet Phys. Acoust.*, **3**, pp. 281-291.
- [4] Eisenmenger, W., 1959, Dynamic Properties of Surface Tension of Water and Aqueous Solutions of Surface Active Agents with Standing Capillary Waves in the Frequency Range from 10 kHz to 1.5 MHz, *Acoustica*, **9**, pp. 327-340.
- [5] Sindayihebura, D. and Bolle, L., 1998, Ultrasonic Atomization of Liquid: Stability Analysis of the Viscous Liquid Film Free Surface, *Atomization and Sprays*, **8**, pp. 217-233.
- [6] Söllner, K., 1936, Experiments to demonstrate cavitation caused by ultrasonic waves, *Trans. Faraday Soc.*, **32**, pp. 1537-1538.
- [7] Eknadiosyants, O.K., 1968, Role of Cavitation in the process of Liquid atomization in an Ultrasonic Fountain, *Soviet Phys. Acoust.*, **14** (1), pp. 80-84.
- [8] Zaitzu, T. Shigehisa, T., Shoyama, M. and T. Ninomiya, T., 1996, Piezoelectric Transformer Converter with PWM Control, *IEEE APEC Conference*, pp. 279-283.
- [9] American Piezo Ceramics Inc. Mackeyville, PA, USA.
- [10] Mohan, N., Undeland, T.M., and Robbins, W.P., 1989, *Power Electronics: Converters, Applications and Design*, John Wiley and Sons, New York.

- [11] Grant, D.A., Goward, J., 1989, *Power MOSFETS, Theory and Applications*, John Wiley and Sons, New York.
- [12] International Rectifier, El Segundo, CA, USA
- [13] Malvern Instruments Ltd., Malvern, U.K.
- [14] Barreras, F. Amaveda, H., Lozano, A., 2002 Transient High-Frequency Ultrasonic Water Atomization, *Exp. Fluids*. **33** (3), pp. 405-413.

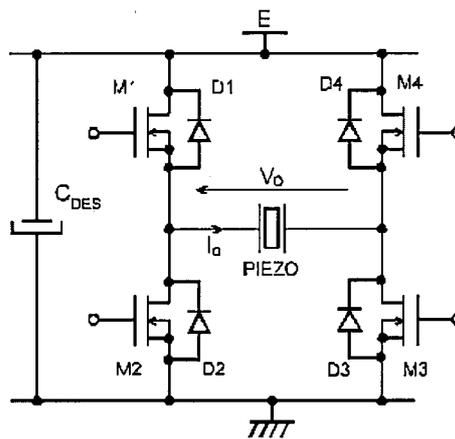
**LIST OF FIGURES**



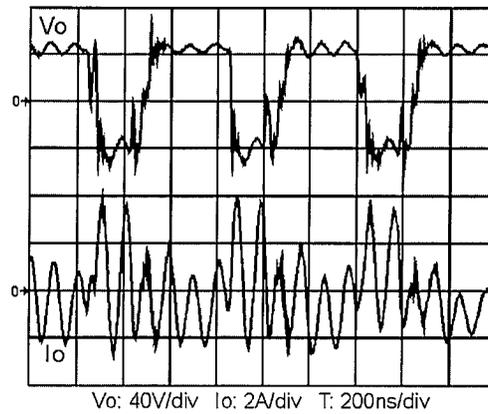
**Fig. 1** Impedance plot of a typical piezoelectric transducer.



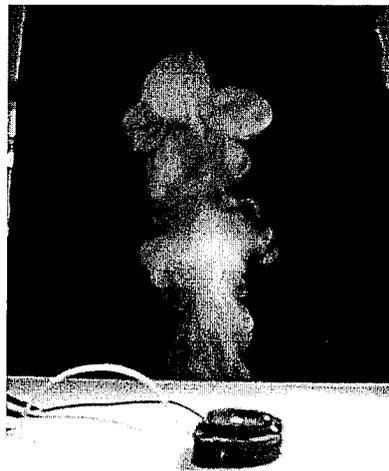
**Fig. 2** Electrical circuits equivalent to a ceramic disk: a) simple R-L-C circuit; b) set of R-L-C branches, in parallel with the  $C_0$  capacitance



**Fig. 3** H-bridge topology of the DC-AC power converter operated in ZVS conditions.



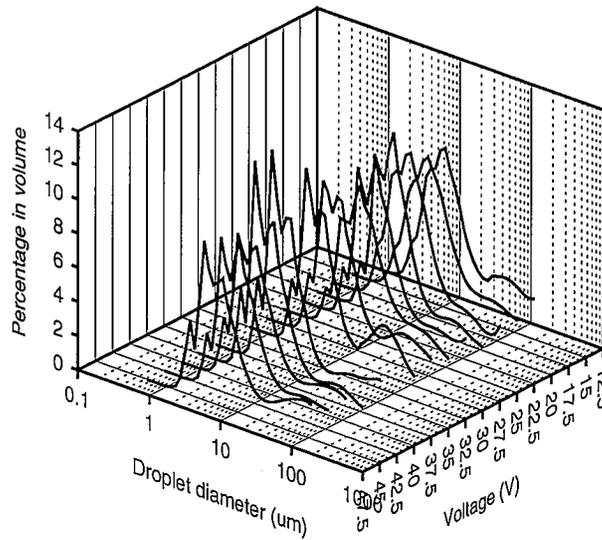
**Fig. 4** Current and voltage waveforms of the transducer during the atomization process at 1,668MHz.



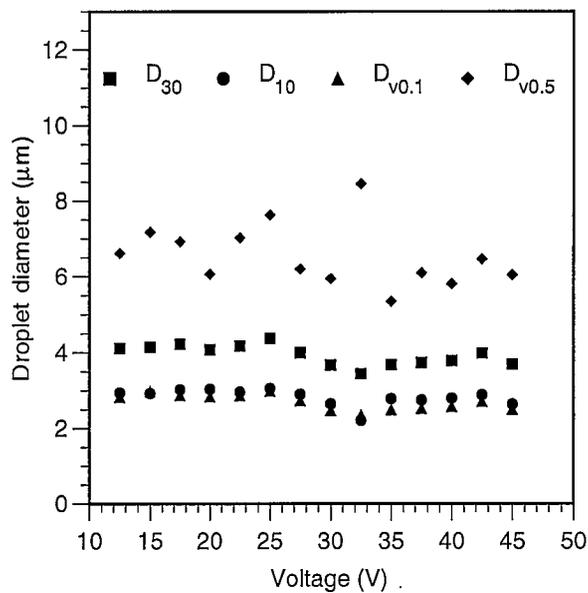
**Fig. 5** Image of the piezoceramic disk used in the present experiments, during the atomization process.



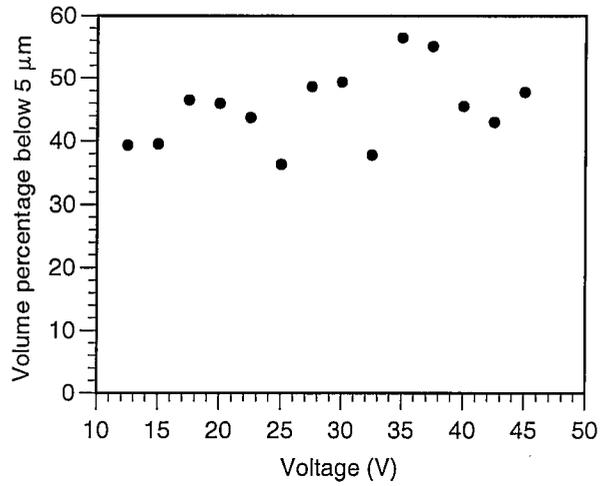
**Fig. 6** Cone formation on the liquid surface when rising the voltage to 10 V.



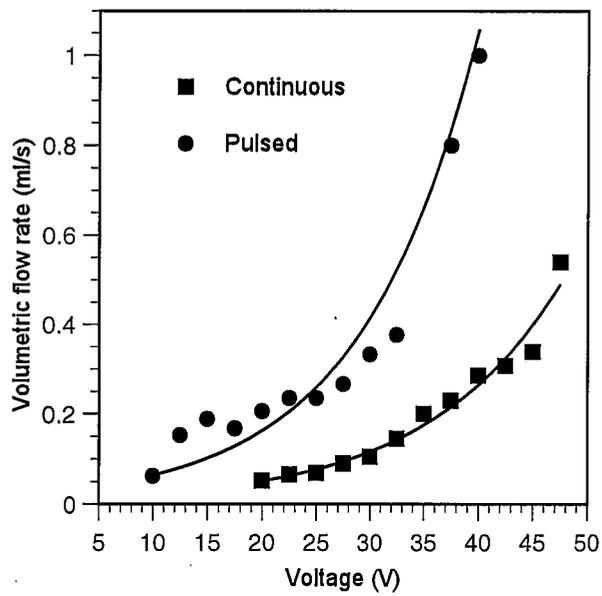
**Fig. 7** Variation of the droplet size distribution with voltage.



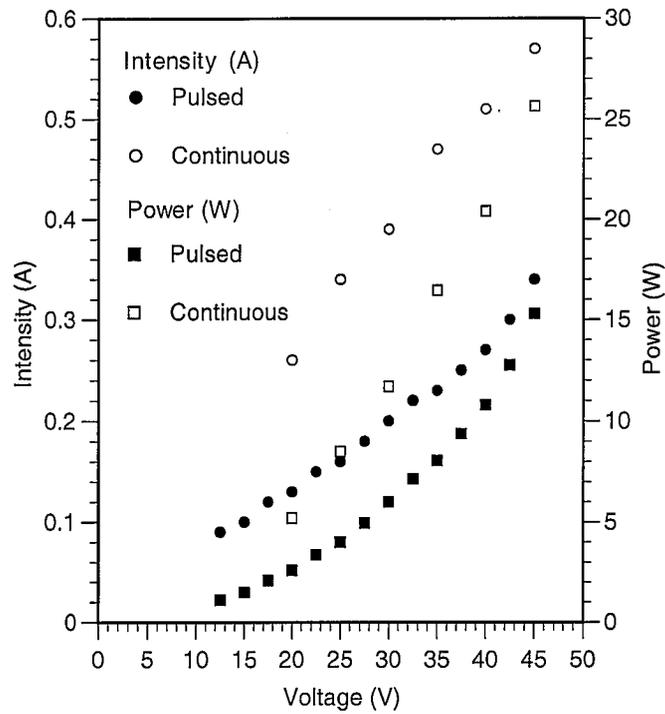
**Fig 8** Mean diameter,  $D_{10}$ , mass mean diameter,  $D_{30}$ , 10% and 50% volume percentiles,  $D_{v0.1}$  and  $D_{v0.5}$  as a function of the forcing voltage. All these parameters have been derived from the distributions in Fig. 7.



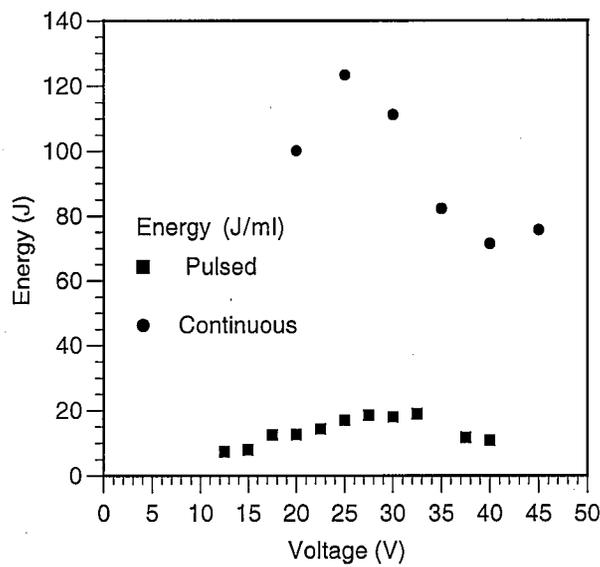
**Fig. 9** Volume fraction of droplets with diameter below 5 μm as a function of the excitation voltage.



**Fig.10** Atomization rate as a function of voltage.



**Fig. 11** Intensity and power required for the atomization when forcing at increasing voltages.



**Fig. 12** Energy required to atomize 1 ml of water as a function of voltage.

**REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS**

- Adrian, R. J.** (1984), “*Scattering Particle Characteristics and their Effects on Pulsed Laser Measurements of Fluid Flows: Speckle Velocimetry vs Particle Image Velocimetry*”, Appl. Optics, 23, pp. 1690-1691.
- Adrian, R. J.** (1986 a), “*Image Shifting Technique to Resolve Directional Ambiguity in Double-pulsed Velocimetry*”, Appl. Optics, 25 (21), pp.3855-3858.
- Adrian, R. J.** (1986), “*Multi-point optical Measurements of simultaneous Vector in Unsteady Flow – a Review*”, Int. J. Heat Fluid Flow, 7, pp. 127-145.
- Adrian, R. J.** (1988), “*Statistical Properties of Particle Velocimetry in Turbulent Flow*”, Laser Anemometry in Fluid Mech. III, Ed. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, pp. 115-129.
- Adrian, R. J.** (1991), “*Particle-Imaging Techniques for experimental Fluid Mechanics*”, Annual Rev. Fluid Mech., 23, pp. 261-304.
- Adrian, R. J. & Yao, C. -S.** (1985), “*Pulsed Laser Technique Application to Liquid and Gaseous Flows and the Scattering Power of Seed Materials*”, Appl. Optics, 24, pp. 44-52.

- Adrian, R. J. & Yao, C. -S.** (1987), “*Power Spectra of Fluid velocities Measured by Laser Doppler velocimetry*”, Exp. in Fluids, 5, pp. 17-28.
- Al-Suleimani, Y., Yule, A. J. & Collins, A. P.** (1999) “*How Orderly is Ultrasonic Atomization*”. ILASS-Europe’99 (Toulouse, France).
- Antonevich, J. N.** (1957) “*Ultrasonic Atomization of Liquids*” Proceedins of the National Electronics Conference, 13, 798-807, Chicago.
- Antonevich, J. N.** (1959) IRE Trans. On Ultrasonics Eng. PGUE-7, 6 (1959).
- Barreras, F.** (1998), “*Estudio Experimental de la Rotura y Atomización de una Lámina Líquida*”, Tesis Doctoral, Universidad de Zaragoza, España.
- Bassett, J. D. & Bright, A. W.** (1976) “*Observations Concerning the Mecanism of Atomization in an Ultrasonic Fountain*” J. Aerosol Sci., vol. 7, pp. 47-51.
- Bauckhage, K.** (1997) “*Atomization and Heat Transfer in Ultrasonic Standing-Wave Fields*”, Proceedings of ILASS-’97 (Florence, Italy), pp. 229-235.
- Bendig, L.** (1988) “*New developments of ultrasonic atomizers*”. Proceedings of the 4th Int. Conf. Liquid Atomization and Sprays Systems, pag. 133-138.
- Benjamin, T. B. & Ursell, F.** (1954) “*The Stability of the Plane free Surface of a Liquid in Vertical Periodic Motion*”, Proc. R. Soc. Lond. A225, 505-515.
- Berger, H. L.** (1984) “*Ultrasonic nozzles take pressure out of atomizing processes*”, Research and Development, 26, pp. 124-127.
- Bisa, K., Dirnagel, K. & Esche, R.** (1954), “*Ultraschall-Aerosole and ihre Verwendung in der Inhalationstherapie*’ Zeitschrift für Aerosol Forschung und Therapie [Ultrasonic Aerosols and their Applications in Inhalation Therapy. Z. Aerosolforsch.-Ther.]” 3, 5/6, 441-455.
- Bisa, K., Dirnagel, K. & Esche, R.** (1954), “*Zerstäubung von Flüssigkeiten mit Ultraschall* [Ultrasonic Spraying of Liquids]”, Siemens Zeitschrift. Vol. 28, N°8, pp. 314-347.
- Boguslasvkii, Yu. Ya. & Eknadiosyants, O. K.** (1969) “*Physical Mecanism of the Acoustic Atomization of a Liquid*”, Soviet Physics - Acoustics, vol.15, N° 1, 14-21.
- Bondy, C. & Söllner, K.** (1935) “*On The Mecanism of Emulsification by Ultrasonic Waves*”. Trans. Faraday Soc., 31, 835-843.

- Bondy, C. & Söllner, K.** (1935) “*The Influence of Gases on Mercury Emulsions Prepared by Ultrasonic Waves*”. Trans. Faraday Soc., **31**, 843-846.
- Brown, B. & Goodman, J.E.** (1971) “*Ultrasons de haute intensité ; applications industrielles*”, Dunod-Paris.
- Channel Industries, INC.** “*Piezoelectric Ceramics*”
- Chiba, Ch.** (1975), “*Atomization of Liquid by Immersed and Convergent Ultrasonic Vibrators (case of distilled water)*”, Bulletin of the Journal of Society of Mechanical Engineers (JSME) vol. **18**, N° 118, pp. 376-382.
- Chiba, Ch.** (1979), “*Atomization of liquid by ultrasonic vibration (on the vibrating circular disc of a large area)*”, Bulletin of the Journal of Society of Mechanical Engineers (JSME) vol. **22**, N°172 pp. 1431-1438.
- Chico Herrero, E.** (2000) “*Sistema de caracterització de materials piezoelèctrics aplicats a l'atomització*”, Projecte fi de carrera, Escola Universitària d'Enginyeria Tècnica de Telecomunicació La Salle. Barcelona (Espanya).
- Cho, Z. H.; Kim, H. S.; Song, H. B. & Cumming, J.** (1982), “*Fourier Transform Nuclear Magnetic Resonance Tomographic Imaging*”, Proc. of I.E.E., 70, 1152-1173.
- Christiansen, B., Alstrøm, P. & Levinsen, M. T.** (1992) “*Ordered capillary-wave states: quasicrystals, hexagons, and radial waves*” Phys. Rev. Lett. 68, n° 14, 2157-2160.
- Corcoran, T., Mansour, A. & Chigier, N.** (1997), “*Medical Atomization Design for Inhalation Therapy*”, Proceedings of ICLASS-'97 (Seoul, Korea) pp.1138-1145.
- Cracknell, A. P.** (1983), “*Ultrasonidos*”, Paraninfo. Madrid, Espanya.
- Crawford, A. E.** (1955), “*Production of Spray by high-power magnetostriction transducers*” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 27, N° 1, pp. 176-177.
- Curie, J. & P.** (1881), “*Comptes rendues*”, París, vol. 91, p. 294 (1880) y vol. 93, p. 1137.
- Dewey, C. F.** (1976) “*Qualitative and Quantitative Flow Field Visualization Using Laser-induced Fluorescence*”, AGARD-CP-193, paper n° 17, pp. 1-7.
- Dimotakis, P. E.; Miake-Lye, R. C. & Papantoniou, D. A.** (1983), “*Structure and Dynamics of Round Turbulent Jets*”, Phys. Fluids, 26, pp. 3185-3192.

- Dobre, M. & Bolle, L.** (1999) “*Visualization and Analysis of Liquid Film Surface Patterns Formed on Ultrasonic Atomizers*”, ILASS-Europe’99 (Toulouse, France).
- Douady, S.** (1990) “*Experimental Study of the Faraday Instability*”, J. Fluid Mech., vol. 221, pp. 383-409.
- Drews, W.D.** (1979) “*Flüssigkeitszerstäubung durch ultraschall*”, Elektronik 10, 83-86.
- Dudderar, T. D. & Simpkins, P. G.** (1977), “*Laser Speckle Photography in a Fluid Medium*”, Nature, 270, pp 45.
- Durand, E.** (1966), *Électrostatique Tome III Méthodes de Calcul Diélectriques* – Masson et C<sup>ie</sup>, Éditeurs, Paris (France).
- Edwards, W. S. & Fauve, S.** (1992), “*Structure quasicristalline engendrée par instabilité paramétrique*”, C. R. Acad. Sci. Paris, t.315, Série II, 417-420.
- Edwards, W. S. & Fauve, S.** (1994), “*Patterns and quasi-patterns in the Faraday experiment*”, J. Fluid Mech., vol. 278, 123-148.
- Eisenmenger, W.** (1959) “*Dynamic Properties of Surface Tension of Water and Aqueous Solutions of Surface Active Agents with Standing Capillary Waves in the Frequency Range from 10 kHz to 1.5 MHz*”, Acoustics, vol. 9, pp. 327-340.
- Eknadosyants, O. K.** (1963) “*The Kinetics of Ultrasonic Fog Formation*”, Acoustics Institute, Academy of Sciences, USSR, Moscow, pp. 201-202 - Brief Communications Translated from Akusticheskii Zhurnal, vol. 9, N° 2, pp. 247-248.
- Eknadosyants, O. K.** (1968), “*Role of Cavitation in the Process of Liquid Atomization in an Ultrasonic Fountain*”, Soviet Physics - Acoustics, vol. 14, N° 1, 80-84.
- Eknadosyants, O. K.** (1973) “*Physical principles of Ultrasonic Technology*”. Rosenberg, L.D., Ed., Plenum Press: New York, vol.1, pag.121-132.
- Esche, R.** (1955), “*Erzeugung von Hochwertigen Aerosollen mittels Ultraschall*”, Communications du Congrès Internationale sur les Traitements par les Ultrasons. Marseille, pag.179-183.

- Faraday, M.** (1831), “*On a peculiar class of acoustical figures, and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces*”, Phil. Trans. R. Soc. Lond. **121**, p 299.
- Faraday, M.** (1831), “*On the forms and states assumed by fluids in contact with vibrating elastic surfaces*”, Phil. Trans. R. Soc. Lond. **52**, 319-340.
- Fauve, S.; Kumar, K.; Laroche, C.; Beysens, D.; & Garrabos, Y.** (1992), “*Parametric instability of liquid-capor interface close to the critical point*” Phys. Rev. Lett. 68, nº 21, 3160-3163.
- Fernández, J. F.; Duran, P. & Moure, C.** (1993), “*Materiales Cerámicos Ferroeléctricos y sus Aplicaciones*”, Boletín de Sociedad Española de Cerámica y Vidrio. **32**, 1, 5-15.
- Fogler, H. S. & Timmerhaus, K. D.** (1965) “*Ultrasonic Atomization Studies*”, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 39, nº 3, pp. 515-518.
- Freundlich, H. & Söllner, K.** (1936) “*The Influence of Ultrasonic Waves on Gels*”, Trans. Faraday Soc., **32**, 966-970.
- Gallego, J. A.; Rodríguez, G.; Riera, E.; Montoya, F.; Vázquez, L; Elvira, L.; Andrés, E.; Navajas, M.; Gálvez, J. C.; Nájera, G.; Acosta, V. & Blanco, A.** (2000) “*Aplicaciones industriales de los ultrasonidos de potencia*” – Revista de Acústica. Vol. XXXI. Nº 3 y 4, pp. 57-61. España.
- Gangopadhyay, T. K. & Henderson, P. J.** (1999) “*Prospects for speckle-pattern based vibration sensing in electromechanical equipment*”, Meas. Sci. Technol. 10 R129-R138. United Kingdom.
- Gañan-Calvo, A.** (1998), “*Generation of steady liquid microthreads and micron-sized monodisperse sprays in gas streams*”, Phys. Rev. Letters, vol. 80(2), pp. 285-288.
- Gershenson, E. L. & Eknadiosyants, O. K.** (1964), “*The Nature of Liquid Atomization in an Ultrasonic Fountain*”, Akust. Zh., vol.10, Nº2, 156-162 [Soviet Physics - Acoustics, vol. **10**, Nº2, 127-132 (1964)].
- Gharib, M.; Hernan, M. A.; Yavrouian, A. H. & Sarohia, V.** (1985), “*Flow Velocity Measurements by Image Processing of Optically Activated Tracers*”, AIAA Paper Nº 85-0172.

- Giner Donaire, Jordi; Basualdo Martín, Luis V.; Casan Clarà, Pere; Hernández Carcereny, Carmen; Macián Gisbert, Vicente; Martínez Sanz, Inmaculada & Mengibar Bellón, Ángel** – “*Utilización de fármacos inhalados*”, Recomendaciones realizadas en el seno del Área de Enfermería de la Sociedad Española de Neumología y Cirugía Torácica (SEPAR).
- Giovannini, A.; Guyomar, D.; Gschwind, M. & Fonzes, G.** (1994) “*Evaluation and design of new piezoelectrical droplets generator*”, IEEE Ultrasonics Symposium, p.611-614.
- Gollub, J. P. & Meyer, W.** (1983) “*Symmetry-breaking instabilities on a fluid surface*” Physica 6D, 337-346.
- Grant, D. A. & Gowar, J.** (1989) “*Power Mosfets. Theory and Applications*” John Wiley and Sons, New York.
- Grousson, R. & Mallick, S.** (1977), “*Study of Flow Pattern in a Fluid by Scattered Laser Light*”, Appl. Opt., 27, pp. 2334.
- Il'in, B. I. & Eknadiosyants, O. K.** (1966), “*Nature of the Atomization of Liquids in an Ultrasonic Fountain*”, Akust. Zh., vol.12, N°3, 310-318 [Soviet Physics – Acoustics, vol. 12, 269 (1967)].
- Il'in, B. I. & Eknadiosyants, O. K.** (1968), “*Influence of Static Pressure on the Ultrasonic Fountain Effect in a Liquid*”, Soviet Physics - Acoustics, vol. 14, N° 4, 452-455.
- Jones, A. R.** (1999) “*Light Scattering for Particle Characterization*” Progress in Energy and Combustion Science, vol. 25, pp 1-53. Pergamon. (United Kingdom)
- Jordà, X.; Lozano, M.; Chico, E.; Lozano, A.; Amaveda, H. & Barrera, F.** (2002) “*Sistema de excitación por pulsos para la caracterización de resonadores para atomización*”, Boletín de la Sociedad Española de Cerámica y Vidrio, 41 [1], 85-91.
- Kambe, T. & Umeki, M.** (1990) “*Nonlinear dynamics of two-mode interactions in parametric excitation of surface waves*” J. Fluid Mech. 212, 373-393.
- Keck, G.** (1957), “*ultraschallbeobachtungen an Flüssigkeitsoberflächen [Ultrasonic observations on liquid surfaces]*” Acustica, vol. 7, N° 5, 310-312.

- Kelvin, Lord (W. Thomson)** (1871), “*Hydrokinetic solutions and observations*”, *Phil. Mag.* (4) vol. 42, 362-377.
- Kinsler, L. E. et al.** (1982), “*Fundamentals of Acoustics*”. Third Edition; John Wiley & Sons, Inc.
- Knežević, D. & Stubicar, M. (1990)** (1990) “*Development of Ultrasonic Atomization device for Metallic Powders Production*” *Informacije MIDEM* 20, N°1, 7 – 10.
- Kompenhans, J. & Höcker, R.** (1988), “*Application of Particle Image Velocimetry to High Speed Flows*”. *Particle Image Displacement Velocimetry*, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, pp. 67-84.
- Kundt, A. & Lehmann, O.** (1874), “*W Longitudinale Schwingungen und Klangfiguren in cylindrischen Flüssigkeitssäulen*”. *Ann. Phys. Chem. (Pogg.)*, **153**, 1-12.
- Lang, R. J.** (1962), “*Ultrasonic atomization of liquids*”, *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. **34**, N° 1, pp.6-8.
- Lasheras, J. C. & Choi, H.** (1988), “*Three-dimensional Instabilities in a Plane Free Shear Layer: an Experimental Study of the Formation and Evolution of Streamwise Vortices*”. *J. Fluid Mech.* Vol. 189, pp. 53-86.
- Lefevbre, A. H.** (1989), “*Atomization and Sprays*”, Hemisphere Publishing Corp., USA.
- Lierke, E. G. & Griesshammer, G.** (1967) “*The Formation of Metal Powders by Ultrasonic Atomization of Molten Metals*”. *Ultrasonics*, pp. 224-228.
- Lippmann, G.** (1881) “*Principio de la conversación de la electricidad*” *Annales Physiques Chimie*. Vol. 24, p. 145.
- Liu, J.; Paul, J. D. & Gollub, J. P.** (1993), “*Measurements of the Primary Instabilities of Film Flows*”. *J. Fluid Mech.*, 250, pp. 69-101.
- Liu, J.; Schneider, J. B. & Gollub, J. P.** (1995), “*Three-dimensional Instabilities of Film Flows*”. *Phys. Fluids*, 7 (1), pp. 55-67.
- Lourenco, L. M. & Krothapalli, A.** (1986) “*Application of PIDV to the Study of Temporal Evolution of the Flow Past a Cylinder*”, *Proceed. Third Int. Symp. on Applic. of Laser Anemometry to Fluid Mech.*, Lisbon (Portugal).

- Lourtie, E., Herman, O & Foucart, G.** (1994) “*Ultrasonic Atomization and Electrostatic Chagement of Droplets for Herbicide Treatment of Sugar Seets and Corn*” Proc. of Int. Conference on Agricultural Enginnering, AGENG Milano-94, 732 – 733.
- Lourtie, E.; Delhaise, J. G.; Bosschaert, L. & Parkin, S.** (1993) “*Atomisation par Ultrasons en Traitement Phytosanitaire*” ANPP-BCBC. 2<sup>nd</sup> Symposium International sur les Techniques d’Application des Produits Phytosanitaires (Strasbourg) 85-92.
- Lozano, A., Barreras, F. & Amaveda, H.** (1998), “*Considerations for the design of air-assisted nebulizers*”, ILASS-Europe’98.
- Lozano, A., Barreras, F., Hauke, G. & Dopazo, C.** (2001), “*Longitudinal instabilities in air-blasted Liquid Sheet*”, *J. of Fluid Mech.*, vol. 437, pp. 143-173.
- McCubbin Jr., T.K.** (1953), *J. Acoust. Soc. Am.* **25**, 1013
- McCullough, J. E.; Perron, R. R. & Shanley, E. S.** (1966) “*A Progress Report on the API Ultrasonic Atomizer and Oil Burner Development*” API Research Conf. Paper CP66-1.
- McLachlan, N. W.** (1947); “*Theory and Application of Mathieu Functions*” Oxford University Press, London.
- Meigburg, E. & Lasheras, J. C.** (1988), “*Experimental and Numerical Investigation of the Three-dimensional Transition in Plane Wakes*”, *J. Fluid Mech.*, vol. 190, pp.1-37.
- Meynard, R.** (1977), “*Flow Velocity Measurements by a Speckle Method*”, Second European Congress on Optics Applied to Metrology, SPIE **210**, pp.25.
- Meynard, R.** (1983), “*Instantaneous Velocity Field Measurements in Unsteady Gas Flow by Speckle Velocimetry*”, *Appl. Optics*, **22**, pp.535-540.
- Mie, G.** (1908), “*Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*” *Annalen der Physik*, Vierte Folge, Band 25, 1908, No. 3, S. 377-445.
- Miles, J. W. & Henderson, D. M.** (1990) “*Parametrically forced surface waves*” *Annu. Rev. Fluid Mech.* **22**, 143-165.

- Miles, J. W.** (1984) “*Parametrically excited solitary waves*” J. Fluid Mech. vol. **148**, pp. 451-460.
- Miles, J. W.** (1992) “*On Rayleigh’s investigation of crispations of fluid resting on a vibrating support*” J. Fluid Mech. vol. **244**, pp. 645-648.
- Miles, J. W.** (1993) “*On Faraday waves*” J. Fluid Mech. vol. **248**, pp. 671-683.
- Miles, J. W.** (1994) “*Faraday waves: rolls versus squares*” J. Fluid Mech. Vol **269**, pp. 353-371.
- Milner, S. T.** (1991) “*Square patterns and secondary instabilities in driven capillary waves*” J. Fluid Mech. 225, pp. 81-100.
- Minet, J. P.** (1987) “*Etudes des Cellules Solaires: Caractérisation de la Couche n par Mesures Capacitives.*” Thèse – Université Catholique de Louvain
- Minguella, E.; Segura, C.; Albareda, A. & Pérez, R.** (1998) “*Inversor a 700kHz para un vaporizador piezoeléctrico*”, Congreso SAAEI’98, Pamplona (España), p. 213-215.
- Mohan, N; Undeland, T. M. & Robbins, W. P.** (1989) “*Power Electronics: Converters, Applications and Design*” John Wiley and Sons, New York.
- Muromtsev, N. S. & Nenashev, V. P.** (1960) “*The Study of Aerosol – III. An Ultrasonic aerosol atomiser*” J. Microbiol. Epidemiol. Immunobiol. 31, Nº 10, 1840 – 1846.
- Nakatami, N.; Tokita, M.; Maekawa, A. & Yamada, T.** (1985), “*Multi-point LDV Using Phase Diffraction grating and its Signal Processing*”, Proc. Int. Symp. on Fluid Control Measurement, Tokio pp 1041-1046.
- Ohinouye, T.** (1964) “*Ultrasonic Atomization Studies.*” Thesis – The College of Aeronautics Cranfield; Advanced School of Automobile Engineering.
- Ors M., José** (1986), “*Ultrasonidos: Ensayos de materiales metálicos*”, Centro Nacional de Investigaciones Metalúrgicas; Gráficas Urpe, S. A., Madrid – España.
- Pallás A., Ramón** (1989), “*Transductores y acondicionadores de señal*” Marcombo Boixareu Editores, Barcelona (España).
- Pérez, José-Philippe et al.** (1990), “*Electromagnétisme: Vide et milieux matériels*”, Masson, Paris (France).

- Peskin, R. L. & Raco, R. J.** (1963) “*Ultrasonic Atomization of Liquids*”. The Journal of the Acoustical Society of America, 35, pag. 1378-1381.
- Petzing, J. N. & Tyrer, J. R.** (1998) “*Recent developments and applications in electronic speckle pattern interferometry*”, Journal of Strain Analysis, Vol. 33, N° 2 Leicestershire (U. K.).
- Petzoldt, J.;** (1991), Fachgebiet Leistungselektronik, “*A Novel Control Strategy for DC-DC Resonant Converter*”, EPE, volume 4, p.548-550.
- Pickering, C. J. D. & Halliwell, N. A.,** (1984), “*Speckle Photography in Fluid Flows: Signal Recovery With Tho-step Processing*”, Appl. Optics, 23, pp. 1128-1129.
- Pohlman, R. & Lierke, E. G.** (1965), “*Zum Flüssigkeitsversorgung mit Ultraschall unter besonderer Berücksichtigung der Aerosolerzeugung [Ultrasonic atomization of liquids with particular reference to aerosol formation]*” Fifth International Congress on Acoustics, Liege, D35.
- Pohlman, R. & Lierke, E. G.** (1966), “*Ein Koppelschwinger zur Ultraschall – Vernebelung von Flüssigkeiten mit selbsttätiger Flüssigkeitsversorgung*”. VDI – Zeitschriif **108**, 34, 1669-1674.
- Pohlman, R. & Stamm, K.** (1965), “*Untersuchung zum Mechanismus der Ultraschallverneblung an Flüssigkeitsoberflächen in Hinblick auf technische Anwendungen [Investigation of the mechanism of ultrasonic fog formation on liquid surfaces and technical applications]*”. Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfallen, N° 1480, WDV Köln und opladen.
- Pohlman, R. G.** (1973) “*Research on Ultrasonic Atomization of Liquids and Molten Baths*” Ultrasonics International 1973 Conference Proceedings, 52 - 55
- Popovich, A. T. & Hummel, R. L.** (1967), “*A New Method for Non-disturbing Flow Measurement Very Close to a Wall*”, Chem. Eng. Sci., 22, pp. 21-25.
- Prasad, A. & Williamson, C. H. K** (1997) “*Three dimensional effects on turbulent bluff body wake at moderated Reynolds numbers*” J. Fluid Mech., **343**, pp. 235-266.
- Ramírez Gómez, F. et al.** (1980). “*Introducción a los Métodos de Ensayos no Destructivos de Control de la Calidad de los Materiales*”, Tercera edición. Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial “Esteban Terradas”, Madrid (España).

- Rayleigh, L.** (1878), "*On the Instabilities in Jets*", Proceedings of the London Math. Society, **10**, pp. 4-13.
- Rayleigh, L.** (1883), "*On Maintained Vibrations*", Phil. Mag. S. 5 vol. **15**, N° 94 pp. 229-235.
- Rayleigh, L.** (1883), "*On the Crispations of Fluid Resting Upon a Vibrating Support*", Phil. Mag. **16**, pp. 50-58.
- Rayleigh, L.** (1917), *On the Pressure Developed in a Liquid During the Collapse of Spherical Cavity*, Phil. Mag., Ser.6, Vol. **34**, N° 200 pp. 94-98.
- Rayleigh, L.** (1945) *Theory of Sound*, In Two Volumes, Dover Publications, New York (USA).
- Ricka, J.** (1987), "*Photobleaching Velocimetry*", Exp. In Fluids, **5**, pp. 381-384.
- Rozenberg L. D. & Eknadiosyants O. K.** (1960) "*Kinetics of ultrasonic fog formation*", Akusticheskii Zhurnal, vol. **6**, N° 3, pp. 369-374.
- Short, M. & Whiffen, M. C.** (1986), "*The Relationship Between Seeded Density and Analysis methodology in Particle image Velocimetry*", Proceed. Third Int. Symp. on Appl. of Laser to Fluid Mech., Lisbon (Portugal).
- Sindayihebura, D. & Bolle, L.** (1994), "*Ultrasonic Atomization of Liquid: Behaviour of the Viscous Liquid Film Free Surface*", Proc. of the 6th Int. Conf. on Liquid Atom. and Sprays Systems, Rouen, France, pp. 1019-1026.
- Sindayihebura, D. & Bolle, L.** (1998), "*Ultrasonic atomization of liquid: Stability analisis of the viscous liquid film free surface*", Atomization and Sprays, **8**, 217-233.
- Sindayihebura, D. & Dumouchel, C.** (1999), "*Low-Frecuency Ultrasonic Atomization of Large Liquid Flow Rates*", ILASS-Europe'99 (Toulouse, France).
- Sindayihebura, D.** (1995), "*Pulvérisation Ultrasonique des Films de faible épaisseur*", *Thèse de Doctorat*, Université Catholique de Louvain. Bruxelles (Belgique).
- Sindayihebura, D., Cousin, J. & Dumouchel, C.** (1997), "*Experimental and Theoritical Study of Sprays Produced by Ultrasonic Atomizers*", Part. Syst. Charact., **14**, 93-101.

- Smith, F. D.** (1935), “*On the Destructive Mechanical Effects of the Gas-bubbles liberated by the Passage of Intense Sound through a Liquid*”, *Phil. Mag.*, nº19, pp.1147-1151.
- Söllner, K.** (1936), “*Experiments to Demonstrate Cavitation Caused by Ultrasonic Waves*”. *Trans. Faraday Soc.*, **32**, 1537-1539.
- Söllner, K.** (1936), “*The Mecanism of the Formation of Fogs by Ultrasonic Waves*”. *Trans. Faraday Soc.*, **32**, 1532-1536.
- Soria, J.** (1994), “*Digital cross-correlation particle image velocimetry measurements in the near wake of a circular cylinder*”. *Int. Colloquium on Jets, Wakes and Shear Layers*, 25.1-25.8. Melbourne, Australia.
- Soria, J.** (1996), “*An adaptive cross-correlation digital PIV technique for unsteady flow investigations*”. 1<sup>st</sup> Australian Conference on Laser Diagnostics in Fluid Mechanics and Combustion, 29-48. Dec., Sydney, Australia.
- Soria, J.** (1996), “*An investigation of the near wake of a circular cylinder using a video-based digital cross-correlation particle image velocimetry technique*”. *Experimental Thermal and Fluid Science*, **12**, 221-223.
- Soria, J.** (1998), “*Multigrad approach to cross-correlation digital PIV and HPIV analysis*”. 13<sup>th</sup> Australasian Fluid Mechanics Conference. Monash University, Melbourne (Australia), 13-18 December.
- Soria, J.; Cater J. & Kostas, J.** (1999), “*High resolution multigrid cross-correlation digital PIV measurements of a turbulent starting jet using half frame image shift recording*”. *Optics and Laser Technology*, **31**, 3-12.
- Sorokin, V. I.** (1957), “*The effect of fountain formation at the surface of a vertically oscillating liquid*”. *Soviet Phys. Acoust.* vol.3, pp. 281-291.
- Stamm, K.** (1960), “*Die Vernebelung Schmelzbarer Festkörper mit Ultraschall [Ultrasonic Atomization of Molten Solids]*”. *Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfallen*, N° 933, WDV Köln und Opladen.
- Stamm, K.** (1964), “*Untersuchung zum Mechanismus der ultraschallvernebelung an Flüssigkeitsoberflächen im Hinblick auf technische Anwendungen*”. *Dissertation at the Technische Hochschule, Aachen, Alemania.*

- Streibl, F.** (1947), "Inhalationstherapie-Ein neues Anwendungsgebiet des Ultraschalls [Inhalation therapy, a new area of ultrasonics]" Dissertation, Erlangen.
- Suslick, K. S.** (1988), "*Ultrasound: Its Chemical, Physical, and Biological Effects*". VCH Publishers Inc. New York.
- Swithenbank, J.; Beer, J. M.; Taylor, D. S.; Abbot, D. & McCreath, G. C.** (1977). "A laser Diagnostic Technique for the Measurement of Droplet and Particle Size Distributions". AIAA 14<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting, Washington D. C., Paper No. 69-76, January 1976. Also published in "*Experimental diagnostics in Gas Phase Combustion Engines, Prog. Aeronaut. And Astronaut*", B. T. Zinn (Ed.) **53**, 421.
- Takeda, I** (1985), "Velocity Profile Measurement by Ultrasound Doppler Shift Method", Proc. Int. Symp: on Fluid Control Measurement, Tokio (Japan), pp. 851-856.
- Thornycroft, J. I. & Sydney Barnaby, S. W.** (1895) Inst C. Eng. Vol. **122**, p. 51.
- Topp, M. N. & Eisenklam, P.** (1972) "*Industrial and Medical Uses of Ultrasonic Atomizers*". Ultrasonics 10. N° 3, pag. 127-133.
- Topp, M. N.** (1973), "*Ultrasonic Atomization - a Photographic Study of the Mechanisms of Desintegration*". Aerosol Science 4, pag.17-25.
- Tuffillaro, N. B.; Ramshankar, R. & Gollub, J. P.** (1989) "*Order-disorder transition in capillary ripples*" Phys. Rev. Lett. 62, n° 4, 422-425.
- Van Dyke, M.** (1982), "*An Album of Fluid Motion*" Ed. Parabolic, Stanford, CA, pp. 176.
- Von Ellenrieder K., Kostas J. & Soria J.** (2001), "*Measurements of a wall-bounded, turbulent, separated flow using HPIV*". Journal of Turbulence, 2(005), 1-15.
- Waanders, J. W.** (1991) "*Piezoelectric Ceramics: Properties and Applications*" N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, EINDHOVEN-The Netherlands.
- Weiner, B. B.** (1982) "*Particle and Droplet Sizing Using Laser Diffraction*". Particle sizing, Wiley
- Widger, I. R., Shrimpton, J. S. & Yule, A. J.** (1997) "*Atomization For Fine Sprays*", Proceedings of ILASS-'97 (Florence, Italy). pp. 202-208.

- Williamson, C. H. K.** (1996), "*Three-dimensional Wake Transition*", J. Fluid Mech., 328, pp.345-407.
- Wood, W. R. & Loomis, A. L.** (1927), "*The physical and biological effects of high frequency sound-waves of great intensity*". Philosophical Magazine and Journal of Science Ser 7. Vol. 4, N°22, 417-436.
- Yule, A. J.; Seng, C; Felton, P. G.; Ungut, A. & Chigier, N.** (1980), "*Measurement of Fuel Spray Vaporization by Laser Techniques*" Proceedings of the Symposium on Long Range and Short Range Optical Velocity Measurements, ISL, Saint-Louis, France.
- Zaitso, T.; Shigehisa, T.; Shoyama, M. & Ninomiya, T.** (1996) "*Piezoelectric Transformer Converter with PWM Control*" IEEE APEC Conference, p. 279-283.