

TESIS DOCTORAL

ESTUDIO DE LA INFLUENCIA DE LAS
CARACTERÍSTICAS DEL FLUJO INTERNO EN
TOBERAS SOBRE EL PROCESO DE INYECCIÓN
DIÉSEL EN CAMPO PRÓXIMO

presentada por

JOAQUÍN DE LA MORENA BORJA

en el

DEPARTAMENTO DE MÁQUINAS Y MOTORES
TÉRMICOS de la UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE
VALENCIA

Para la obtención del grado de

DOCTOR INGENIERO INDUSTRIAL

Valencia, 23 de Junio de 2011

TESIS DOCTORAL

ESTUDIO DE LA INFLUENCIA DE LAS
CARACTERÍSTICAS DEL FLUJO INTERNO EN
TOBERAS SOBRE EL PROCESO DE INYECCIÓN
DIÉSEL EN CAMPO PRÓXIMO

Realizada por: D. Joaquín de la Morena Borja
Dirigida por: Dr. D. Francisco Javier Salvador Rubio

TRIBUNAL CALIFICADOR:

Presidente: Dr. D. José María Desantes Fernández
Secretario: Dr. D. Raúl Payri Marín
Vocales: Dr. D. Andrés Melgar Bachiller
Dr. D. Octavio Armas Vergel
Dra. D^a. Blanca Giménez Olavarría

Vocales suplentes:

Dr. D. Pedro Acisclo Rodríguez Aumente
Dra. D^a. Rosario Ballesteros Yáñez

Valencia, 23 de Junio de 2011

Resumen

La formación de la mezcla aire-combustible es uno de los procesos que tienen un efecto de mayor importancia en las prestaciones y las emisiones de contaminantes de los motores diésel. Con el objetivo de incrementar el conocimiento respecto a este fenómeno numerosos estudios, tanto teóricos como experimentales, así como de modelado fluidodinámico, han sido desarrollados a lo largo de las últimas décadas. Sin embargo, el estudio del flujo en el interior de las toberas de inyección, así como su efecto sobre la atomización del combustible y el desarrollo del chorro en sus primeras etapas, muestra aún incertidumbres significativas, constituyendo un reto importante para la investigación en este campo.

En esta tesis se desarrolla una técnica de visualización a alta resolución para la caracterización del chorro diésel en campo próximo. De esta forma se puede establecer de forma más directa la relación entre las características del flujo en el interior de los orificios de descarga y la formación del chorro. Además, la obtención de imágenes con una gran resolución espacial permite caracterizar la estructura del chorro de forma más exhaustiva de lo que es habitual con otras técnicas.

En este sentido, se ha analizado en primer lugar la influencia que tiene la aparición de cavitación en el interior de los orificios de descarga de las toberas sobre la formación del chorro. Para ello se han utilizado una serie de modelos simplificados de tobera consistentes en láminas de acero taladradas, así como una tobera mono-orificio cilíndrica. Como resultado de este estudio se puede ver que la cavitación aumenta de forma significativa tanto el ángulo de apertura del chorro como las irregularidades del contorno del mismo, favoreciendo el proceso de atomización.

Una vez estudiada la influencia de la cavitación se han utilizado tres toberas de geometría cónica, con el fin de realizar un estudio similar en condiciones no cavitantes. Así, se buscan correlaciones entre las características del chorro y parámetros como el diámetro de salida de los orificios, la velocidad de salida del combustible o la densidad existente en la cámara. Por último, se utiliza un modelo unidimensional que define el comportamiento axial de las características internas del chorro para analizar algunos de los resultados obtenidos.

Resum

La formació de la mescla aire-combustible és un dels processos que tenen un efecte de major importància en les prestacions i les emissions de contaminants dels motors dièsel. Amb l'objectiu d'incrementar el coneixement respecte a este fenomen nombrosos estudis, tant teòrics com experimentals, així com de modelatge fluidodinàmic, han sigut desenrotllats al llarg de les últimes dècades. No obstant això, l'estudi del flux en l'interior de les toveres d'injecció, així com el seu efecte sobre l'atomització del combustible i el desenrotllament del raig en les seues primeres etapes, mostra encara incerteses significatives, constituint un repte important per a la investigació en este camp.

En esta tesi es desenrotlla una tècnica de visualització a alta resolució per a la caracterització del raig dièsel en camp pròxim. D'esta manera es pot establir de forma més directa la relació entre les característiques del flux en l'interior dels orificis de descàrrega i la formació del raig. A més, l'obtenció d'imatges amb una gran resolució espacial permet caracteritzar l'estructura del raig de forma més exhaustiva del que és habitual amb altres tècniques.

En este sentit, s'ha analitzat en primer lloc la influència que té l'aparició de cavitació en l'interior dels orificis de descàrrega de les toveres sobre la formació del raig. Per a això s'han utilitzat una sèrie de models simplificats de tovera consistents en làmines d'acer trepades, així com una tovera mona-orifici cilíndrica. Com resultat d'este estudi es pot veure que la cavitació augmenta de forma significativa tant l'angle d'obertura del raig com les irregularitats del contorn del mateix, afavorint el procés d'atomització.

Una vegada estudiada la influència de la cavitació s'han utilitzat tres toveres de geometria cònica, a fi de realitzar un estudi en condicions no cavitantes. Així, es busquen correlacions entre les característiques del raig i paràmetres com el diàmetre d'eixida dels orificis, la velocitat d'eixida del combustible o la densitat existent en la cambra. Finalment, s'utilitza un model unidimensional que definix el comportament axial de les característiques internes del raig per a analitzar alguns dels resultats obtinguts.

Abstract

Air-fuel mixture formation is one of the most decisive processes on Diesel engine performance and pollutant emissions. With the aim of improving the knowledge about this phenomenon numerous studies, both theoretical and experimental, in addition to computational fluid dynamics tools, have been developed over the last decades. Nevertheless, the study of internal flow characteristics of injection nozzles, as well as their effect on fuel atomization and spray behavior in its first stages, has still significant uncertainties, appearing as an important challenge for research in this field.

In the current Thesis, a high-resolution visualization technique for the characterization of Diesel sprays in the near-nozzle field has been developed. Thus, the relationship between internal nozzle flow characteristics and spray behavior can be studied more directly. Furthermore, the acquisition of high-resolution images allows to characterize spray structure more precisely than using other visualization techniques.

In this sense, firstly the influence of cavitation appearance inside the nozzle orifices on spray formation has been analyzed. For this purpose, a collection of simplified nozzles consisting in drilled steel plates, as well as a single-hole cylindrical nozzle, have been used. As a result of this study it can be seen that cavitation leads to a significant improvement of spray cone angle, together with an increment of spray contour irregularities, which enhances atomization process.

Once the influence of cavitation on spray behavior has been studied, a group of three tapered nozzles has been selected in order to carry out a study under non-cavitating conditions. Thus, statistical correlations between spray characteristics and parameters such as nozzle outlet diameter, injection velocity or chamber density have been obtained. Finally, a one-dimensional model which predicts the axial behavior of spray microscopic characteristics has been used in order to analyze some of the results obtained from spray visualization.

*A mis padres
y hermanos*

Si bien la mayor parte de nuestra vida está formada de esas pequeñas rutinas que marcan nuestro día a día, es cierto que a lo largo de la misma hay una serie de hitos que marcan un punto de inflexión en su desarrollo. Es precisamente en estos momentos cuando solemos echar la vista atrás y observamos el camino que nos ha permitido llegar hasta allí y las personas que nos han ayudado a lograrlo.

En este sentido, a la hora de finalizar mi Tesis doctoral, quiero en primer lugar darle las gracias a mi tutor y director Javier Salvador. Su labor de guía durante estos años, siempre dispuesto a aportar su experiencia y sus conocimientos, así como la honestidad y el entusiasmo que ha mostrado hacia su trabajo cada día, no sólo me han ayudado a finalizar con éxito esta Tesis, sino que también me han permitido crecer personal y profesionalmente, y eso es algo que llevaré siempre conmigo.

Quiero también dar las gracias a Francisco Payri y José María Desantes como responsables del Departamento de Máquinas y Motores Térmicos por darme la oportunidad de formar parte del mismo, permitiéndome disponer de los medios técnicos y humanos necesarios para llevar a cabo el trabajo realizado en esta Tesis.

Quiero hacer extensivo este agradecimiento a Raúl Payri, por su labor de dirección del grupo de inyección y por el espíritu de trabajo que ha conseguido crear dentro del mismo, y también por su ayuda y sus consejos en los últimos meses en cuanto al siguiente paso de mi carrera investigadora. Así mismo, dar las gracias a Jaime Gimeno, por estar siempre dispuesto a echar una mano cada vez que lo he necesitado, sobre todo en el trabajo referente a la caracterización del flujo interno. Igualmente quiero agradecerle a José Enrique su aportación en el trabajo experimental y el ser en buena parte responsable del ambiente que hay en el labo de inyección. Además, no puedo dejar de dar las gracias al resto de doctorandos del grupo de inyección con los que, en mayor o menor medida, he compartido esta etapa: Vlad, Gabriela, Julien, Jorge, Óscar, Michele y Pedro; así como a todos los alumnos de proyecto final de carrera que han estado con nosotros y al resto de compañeros del Departamento. Desde luego, sin vosotros esto no habría sido lo mismo.

En último lugar quiero dar las gracias a la gente más cercana a mí. A Patri, porque a pesar de que no siempre ha sido fácil ha estado ahí dándome su compañía y su cariño cada día al llegar a casa, haciéndome saber que no estaba sólo en este camino. A mis padres, sin cuyo apoyo y esfuerzo durante toda mi vida no habría podido llegar hasta aquí, por darme siempre la libertad para elegir mi camino y porque, a pesar de la relativa distancia, han sabido estar cerca en todo momento. También a mis hermanos y familia, porque a pesar

de haberme perdido algunos momentos importantes en este tiempo siempre que nos hemos visto me han hecho sentir en casa de nuevo. Y para finalizar, quiero dar las gracias a todos aquellos amigos que me han permitido ser un pedacito de sus vidas, igual que ellos son una gran parte de la mía.

Índice general

Índice general	I
Índice de tablas	V
Lista de símbolos	VII
1 Introducción	1
1.1. Justificación y objetivos	1
1.2. Antecedentes	3
1.3. Sobre esta Tesis	4
Bibliografía	6
2 Fundamentos sobre el proceso de inyección	9
2.1. Introducción	9
2.2. El sistema Common-Rail	11
2.3. El flujo interno en toberas de inyección	16
2.3.1. Geometría de una tobera de inyección	17
2.3.2. Morfología del flujo en toberas de inyección	19
2.3.3. Turbulencia en el flujo interno	20
2.3.4. Coeficientes adimensionales utilizados para el estudio del flujo	22
2.4. El fenómeno de la cavitación	25
2.4.1. La visualización de la cavitación	26
2.4.2. Efectos de la cavitación sobre los coeficientes definitorios del flujo	31
2.4.3. Modelado fluidodinámico de la cavitación	36

2.5.	El proceso de atomización	39
2.5.1.	Regímenes de atomización	40
2.5.2.	Análisis dimensional del proceso de atomización	41
2.5.3.	Influencia de la velocidad de inyección	44
2.5.4.	Otros mecanismos de atomización	45
2.5.5.	Estudios experimentales más relevantes	47
2.6.	Características del chorro diésel	50
2.6.1.	Parámetros macroscópicos	51
2.6.2.	Parámetros microscópicos	56
2.7.	Conclusiones sobre el estado actual del conocimiento	58
	Bibliografía	61
3	Técnicas experimentales	73
3.1.	Introducción	73
3.2.	Determinación de la geometría de toberas	74
3.2.1.	Parámetros geométricos caracterizados	76
3.2.2.	Validación de la técnica	77
3.3.	Medida de tasa de inyección	78
3.3.1.	Principio físico de la medida	78
3.4.	Medida del flujo de la cantidad de movimiento	83
3.4.1.	Fundamentos físicos de la medida	83
3.4.2.	Descripción de la maqueta	85
3.5.	Visualización del chorro en campo próximo	87
3.5.1.	Maqueta presurizada de inyección	87
3.5.2.	Configuración óptica	90
3.5.3.	Procesado de las imágenes	95
3.6.	Geometrías utilizadas y plan de trabajo	97
3.A.	Anexo: Metodología detallada para el procesado de las imágenes	100
3.A.1.	Algoritmo para la detección del contorno	101
3.A.2.	Parámetros obtenidos de la visualización a alta resolución	103
3.A.3.	Parámetros obtenidos de la visualización a media resolu- ción	104
	Bibliografía	106
4	Influencia de la cavitación sobre el proceso de atomización	109
4.1.	Introducción	109
4.2.	Estudio con geometrías simplificadas	110
4.2.1.	Caracterización del flujo másico estacionario	110
4.2.2.	Visualización de la cavitación en la descarga	115
4.3.	Extensión a una tobera mono-orificio	121

4.3.1.	Caracterización hidráulica	122
4.3.2.	Visualización en atmósfera líquida	127
4.3.3.	Efecto de la cavitación en la estructura del chorro estacionario	130
4.3.4.	Caracterización del perfil del chorro cercano	138
4.4.	Conclusiones	145
	Bibliografía	149
5	Estudio del chorro no cavitante en campo próximo	151
5.1.	Introducción	151
5.2.	Caracterización hidráulica	153
5.3.	Estructura del chorro estacionario	155
5.3.1.	Ángulo de apertura	157
5.3.2.	Longitudes características	160
5.3.3.	Oscilaciones del perfil	169
5.4.	Evaluación del proceso de mezcla mediante un modelo 1D	174
5.4.1.	Modelado unidimensional del chorro diésel	175
5.4.2.	Determinación del número de Schmidt	177
5.4.3.	Estudio de la mezcla aire-combustible	187
5.5.	Estudio del chorro en condiciones transitorias	190
5.5.1.	Análisis cualitativo de las imágenes obtenidas	191
5.5.2.	Estudio de la penetración del frente del chorro	192
5.6.	Conclusiones	196
	Bibliografía	199
6	Conclusiones y desarrollos futuros	203
6.1.	Conclusiones	203
6.2.	Desarrollos futuros	208
	Bibliografía	211
A	Resultados de geometría interna	229

Índice de tablas

2.1. Dimensiones y parámetros geométricos habituales en orificios de inyección.	18
2.2. Resumen de expresiones existentes en la bibliografía para el coeficiente de descarga en función del número de Reynolds.	24
2.3. Resumen de criterios para distinguir entre los distintos regímenes de atomización.	44
2.4. Valores de la constante de proporcionalidad en las correlaciones para la penetración del chorro, según la expresión 2.26.	55
3.1. Características de la lente biconvexa.	94
3.2. Distancias correspondientes a las configuraciones ópticas utilizadas.	95
3.3. Parámetros geométricos de los modelos simplificados de tobera.	98
3.4. Parámetros geométricos de las toberas mono-orificio.	98
4.1. Correlación para el coeficiente de descarga en función del número de Reynolds.	113
4.2. Números de cavitación críticos para las distintas toberas y presiones de inyección estudiadas.	114
4.3. Correlación para el número de cavitación crítico obtenido de los ensayos de visualización	118
4.4. Condiciones críticas de cavitación según el criterio de Nurick.	124
4.5. Condiciones de aparición de las burbujas de cavitación	128
5.1. Correlación para el ángulo de apertura.	160
5.2. Correlación para la longitud no perturbada.	164
5.3. Correlación para la longitud de transición.	169
5.4. Correlación para la magnitud de las oscilaciones del perfil.	171

5.5. Condiciones experimentales para los ensayos de rayos-x.	183
5.6. Correlación para la penetración del chorro en campo próximo. . . .	195

Lista de símbolos

Griegos

- α Constante de ajuste para la gaussiana del perfil radial de velocidad en un chorro estacionario
- $\mu(k)$ Nivel de intensidad medio existente en la clase C_1 .
- μ_f Viscosidad dinámica del combustible
- μ_m Coeficiente de extinción del gasoil para la longitud de onda de los rayos-x [m/kg].
- μ_T Nivel de intensidad medio existente en una imagen.
- ν_f Viscosidad cinemática del combustible.
- $\omega(k)$ Valor de la probabilidad asociada a la clase C_1 .
- ρ_a Densidad del gas en la descarga.
- $\rho_L(x, r)$ Densidad local del combustible.
- ρ_f Densidad del combustible.
- σ Tensión superficial del combustible.
- σ_B^2 Varianza entre las clases C_1 y C_2 .
- θ Ángulo de apertura del chorro.
- θ_u Ángulo de chorro definido en función del perfil radial de velocidad.

Latinos

- A Constante relativa a la geometría del orificio en las correlaciones para el ángulo de apertura
- a Velocidad del sonido.
- A_e Área en la entrada del orificio de descarga.

A_o	Área en la salida del orificio de descarga.
A_{ef}	Área efectiva de salida del combustible.
b	Puntos correspondientes al contorno del chorro detectado por el programa de procesado
BO	Magnitud de las oscilaciones del perfil del chorro en la zona cercana al orificio de salida.
$C(x, r)$	Concentración másica local del chorro.
C_1	Conjunto de píxeles de una imagen correspondientes al chorro.
C_2	Conjunto de píxeles de una imagen correspondientes al fondo de la misma.
C_c	Coefficiente de contracción debido a la cavitación.
C_d	Coefficiente de descarga.
C_a	Coefficiente de área.
C_{eje}	Concentración del chorro en una posición axial determinada.
C_m	Coefficiente de momento.
C_v	Coefficiente de velocidad.
C_{L_p}	Constante de proporcionalidad entre la longitud no perturbada y el diámetro equivalente
$C_{vo}(x, r)$	Concentración o fracción volumétrica local en el chorro
D	Coefficiente de difusividad másica del combustible.
D_e	Diámetro de entrada del orificio.
D_o	Diámetro de salida del orificio.
D_p	Distancia media entre dos picos o dos valles consecutivos del perfil del chorro en la zona cercana al orificio de salida.
D_{ef}	Diámetro efectivo
D_{eq}	Diámetro equivalente
E	Error de truncación en la estimación de la derivada del perfil del chorro para el cálculo de la distancia entre picos
ET	Tiempo de excitación del inyector.
f	Distancia focal de la lente biconvexa.
F_t	Función de Taylor
h	Umbral que marca la frontera entre las clases C_1 y C_2 .
h_s	Tamaño del sensor CCD.
h_w	Tamaño de la ventana de visualización.
I	Intensidad del haz de rayos-x tras su paso por el chorro [fotones/s o W].

i	Contador que marca cada uno de los niveles de intensidad existentes en la imagen.
I_o	Intensidad del haz de rayos-x a la salida de la fuente [fotones/s o W].
j	Contador de la serie que sirve para la definición de la magnitud de las oscilaciones.
k -factor	Factor de conicidad del orificio.
K	Número de cavitación.
K_u	Constante universal para el cálculo de la penetración a partir de la cantidad de movimiento
$K_{bcrit,v}^{II}$	Número de cavitación para el cual se produce la desaparición de las burbujas de cavitación en la descarga
$K_{crit,v}$	Número de cavitación para el cual aparecen las primeras burbujas de cavitación en la descarga
L	Longitud del orificio.
L_b	Longitud de rotura del chorro.
L_e	Longitud de entrada hasta alcanzar el flujo totalmente desarrollado.
L_p	Longitud de la zona no perturbada del chorro.
L_t	Longitud de transición o distancia a la que se alcanza el valor de ángulo estacionario.
$\dot{M}(x)$	Cantidad de movimiento del chorro integrada en una posición axial x .
\dot{m}_B	Gasto másico predicho por la ecuación de Bernoulli.
\dot{m}_f	Gasto másico de combustible suministrado por la tobera.
\dot{M}_o	Cantidad de movimiento en el orificio de salida de la tobera.
M	Relación de magnificación/aumento.
m	Masa.
M'	Densidad del combustible por unidad de área a lo largo del camino óptico del haz de rayos-x [kg/m].
$m_f(x, r)$	Masa local de combustible.
M_f	Cantidad de movimiento del chorro.
N	Número total de píxeles existentes en una imagen.
n	Número total de puntos que definen el contorno del chorro.
n_i	Número de píxeles que tienen un nivel de intensidad i .
Oh	Número adimensional de Ohnesorge
p	Presión.
p_b	Presión de descarga.

p_i	Presión de inyección.
$p_{bcrit,v}$	Presión de descarga en la que aparecen las primeras burbujas de cavitación a la salida del orificio
p_{bcrit}	Valor de contrapresión en que aparece el colapso de flujo másico
p_{vap}	Presión de vapor.
R	Radio total del chorro en una posición axial determinada.
r	Coordenada radial del chorro respecto a su eje.
r_e	Radio de acuerdo a la entrada del orificio.
r_B	Radio de una burbuja de cavitación.
Re	Número de Reynolds.
S	Penetración del chorro.
S_1	Distancia entre el plano de enfoque y la lente.
S_2	Distancia entre la lente y el sensor CCD.
T	Temperatura.
t_b	Tiempo para el cual se produce el cambio en el comportamiento de la penetración del frente del chorro
Ta	Número adimensional de Taylor
$u(x, r)$	Velocidad local del chorro.
u_B	Velocidad de salida del combustible predicha por la ecuación de Bernoulli.
u_{ef}	Velocidad efectiva de salida del combustible.
$u_{eje}(x)$	Velocidad en el eje del chorro en la posición axial x .
$V_a(x, r)$	Volumen local ocupado por el aire.
$V_f(x, r)$	Volumen local ocupado por el combustible.
We	Número adimensional de Webber
x	Coordenada axial del chorro respecto al orificio de salida.
\bar{x}_j	j -ésimo punto que define el perfil promedio del chorro.
x_j	j -ésimo punto que define el contorno del chorro detectado mediante el procesado de la imagen.
z	Dirección del haz de rayos-x.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Justificación y objetivos

Uno de los mayores retos en el ámbito de los motores diésel en los últimos años es la reducción de las emisiones contaminantes. En este sentido una de las acciones activas consiste en mejorar cada vez más el proceso de formación de la mezcla aire-combustible, el cual determina en gran medida el posterior desarrollo de la combustión. Por ello, continuamente surgen modificaciones de los sistemas de inyección que posibilitan la fabricación de motores cada vez más eficientes y con un menor impacto medioambiental.

En este sentido, numerosos estudios han sido llevados a cabo acerca del comportamiento del chorro diésel. Es habitual que muchos de estos estudios se centren en el chorro libre en condiciones no evaporativas, que si bien no es extrapolable directamente a la inyección diésel en condiciones reales de funcionamiento, es un caso más sencillo que permite obtener conclusiones importantes acerca del proceso de formación de la mezcla aire-combustible. Como resultado de estos estudios puede verse que muchas de las características del chorro diésel en posiciones relativamente alejadas del orificio de salida pueden ser predichas de forma satisfactoria a partir de parámetros caracterizables experimentalmente, como la cantidad de movimiento con que el chorro es inyectado o el ángulo del mismo. A pesar de ello, se plantean dos importantes obstáculos:

- Para poder optimizar el diseño de los sistemas de inyección, es necesario

establecer de antemano la relación existente entre la geometría de las toberas, las características del flujo a la salida de los orificios y el ángulo del chorro.

- Debido a las pequeñas dimensiones de la cámara de combustión en los motores actuales, así como a la exigencia de tener tiempos de mezcla y de combustión cada vez menores, los fenómenos relacionados con la atomización y el comportamiento del chorro en las cercanías del orificio cobran cada vez mayor importancia.

Por tanto, se llega a la conclusión de que es necesario comprender lo más profundamente posible la física del flujo en el interior de los orificios de descarga, así como su interacción con el posterior desarrollo del chorro. Sin embargo, y a pesar de la importancia de su conocimiento, la complejidad de su estudio hace que existan aún incertidumbres importantes respecto al flujo interno en las toberas de inyección diésel. Esta complejidad es debida principalmente a los siguientes factores:

- Las pequeñas dimensiones de los orificios. Éstos suelen tener longitudes características en torno a un milímetro y diámetros que rondan la décima del milímetro.
- Alta velocidad del flujo. Para favorecer los proceso de atomización y mezcla aire-combustible, el chorro debe ser inyectado a alta velocidad. Por ello, la velocidad del flujo en el interior de los orificios puede llegar a varios cientos de metros por segundo en condiciones reales de funcionamiento.
- El proceso de inyección en condiciones reales es en muchas ocasiones considerablemente transitorio, con duraciones de inyección generalmente del orden del milisegundo o inferiores. Por este motivo el flujo está influenciado en gran medida por la dinámica de la aguja, sobre todo durante el inicio y el final de la inyección, y sometido a condiciones de temperatura y presión muy variables.

Además de estos factores, existe un fenómeno relacionado con el flujo en las toberas de inyección diésel que complica aún más su estudio: la cavitación. Este fenómeno ha sido detectado en toberas con geometría cilíndrica, y tiene una influencia decisiva tanto en el flujo interno como en el posterior desarrollo del chorro. Sin embargo, la mayor parte de los estudios experimentales que han

tratado de estudiar la cavitación han sido realizados con geometrías transparentes y simplificadas, donde las características del flujo son distintas a las existentes en una tobera de inyección diésel real.

En lo que se refiere al proceso de atomización del chorro, éste ha sido ampliamente estudiado a lo largo de décadas. Sin embargo, la mayor parte de estos estudios han sido realizados en condiciones bastante alejadas de las existentes actualmente en un chorro diésel, tanto en términos de diámetro como de velocidad de inyección. Actualmente, el mayor desarrollo de las técnicas ópticas y del cálculo fluidodinámico turbulento (en especial con herramientas *Large Eddy Simulation* o *Direct Numerical Simulation*) permiten obtener información acerca de la estructura del chorro en las cercanías del orificio en condiciones más realistas.

En la presente Tesis se utilizará una técnica de visualización a alta resolución para tratar de relacionar las características del flujo interno con el comportamiento del chorro en campo próximo. El flujo interno será estudiado a partir de la medición de la tasa de inyección y el flujo de cantidad de movimiento del chorro, especialmente en condiciones estacionarias. Así mismo, se caracterizará la cavitación visualizando las burbujas de gasoil que abandonan el orificio de salida de las toberas bajo una serie de condiciones de inyección. Posteriormente, se utilizará una tobera cilíndrica para establecer la influencia que tiene la cavitación sobre el proceso de atomización y la estructura macroscópica del chorro. Finalmente, un conjunto de 3 toberas cónicas de distinto diámetro servirá para caracterizar el chorro cercano en condiciones no cavitantes, explorando la capacidad de un modelo unidimensional para reproducir las características del chorro en sus primeros milímetros.

1.2. Antecedentes

Dada la gran importancia del estudio del proceso de inyección en el comportamiento global del motor diésel, el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la UPV tiene una acreditada experiencia de investigación en este campo, tanto en lo que se refiere al comportamiento hidráulico del conjunto inyector-tobera [4, 11, 12, 14] como al estudio teórico-experimental del chorro diésel [1, 2, 6, 8–10, 13, 15] y sus implicaciones sobre el proceso de combustión [3, 5, 7].

Dentro de estos trabajos, existen dos que suponen claros antecedentes del trabajo desarrollado en esta Tesis. El primero de ellos es el elaborado por Salvador [14] titulado «*Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diésel sobre las características del flujo interno*»

y del chorro». En su Tesis, Salvador realiza un profundo estudio acerca de la influencia de la geometría de la tobera en su comportamiento hidráulico, así como el comportamiento macroscópico del chorro. En particular, en este estudio se utilizan herramientas tanto experimentales como computacionales para caracterizar la cavitación en un amplio elenco de geometrías, relacionando las condiciones de aparición de la cavitación con los parámetros geométricos más importantes a través de correlaciones, así como de las propiedades del combustible. Las correlaciones han sido obtenidas a partir de los resultados del cálculo fluidodinámico, y gracias a la utilización de un diseño de experimentos de tipo Taguchi. Además, se vio como el ángulo macroscópico del chorro aumentaba con la aparición de la cavitación.

El segundo estudio que puede ser tomado como base para la presente Tesis es el desarrollado por Gimeno [4], que lleva por título «*Desarrollo y aplicación de la medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro diésel*». En este trabajo se pone a punto una técnica experimental que permite caracterizar en diversas condiciones de inyección el flujo de cantidad de movimiento del chorro a la salida del orificio. Este parámetro se muestra como uno de los más importantes a la hora de caracterizar el comportamiento macroscópico del chorro. Además, se muestra cómo, en combinación con la medida de la tasa de inyección, es posible caracterizar las condiciones del flujo a la salida de la tobera, tanto en términos de velocidad de salida como de diámetro efectivo del mismo. Por último, se muestra la influencia que tiene la cavitación sobre el comportamiento hidráulico de la tobera.

1.3. Sobre esta Tesis

En esta Tesis se trata de estudiar la influencia de las características del flujo interno sobre el desarrollo del chorro diésel en campo próximo. En este sentido se utilizarán una serie de herramientas que permitirán estudiar de forma detallada tanto el comportamiento hidráulico del sistema de inyección como la estructura del chorro formado a la salida del orificio. De especial interés resulta la técnica de visualización a alta resolución, desarrollada especialmente para el estudio del chorro en campo próximo en esta Tesis. Este estudio será llevado a cabo tanto en régimen cavitante como no cavitante, a fin de abarcar cualquier escenario posible en el ámbito del motor diésel.

Como primer paso en el desarrollo de la Tesis, y a modo de revisión bibliográfica, en el **capítulo 2** se hará un resumen de los aspectos más importantes relacionados con la inyección diésel. Tras una breve introducción acerca de la

tecnología de los sistemas de inyección actuales se realiza un repaso detallado de los estudios más relevantes respecto al flujo interno en toberas de inyección diésel. En primer lugar se tratará el caso no cavitante, definiendo los coeficientes adimensionales que servirán para analizar el estado del flujo a la salida del orificio y estableciendo la influencia que tienen las condiciones de inyección sobre ellos. A continuación se verá la influencia que tiene la aparición de la cavitación sobre las características del flujo en los orificios de descarga. Posteriormente se detallará el estado del arte acerca del proceso de atomización en chorros diésel, así como del comportamiento global del chorro.

En el **capítulo 3** se describirán las técnicas experimentales utilizadas a lo largo de la presente Tesis. En primer lugar se introducirá la metodología para la determinación de la geometría interna de las toberas a partir de la obtención de moldes de silicona de las mismas. Los fundamentos de la caracterización de las condiciones del flujo a la salida de los orificios a partir de la medida de la tasa de inyección y el flujo de cantidad de movimiento serán tratados a continuación. Todas estas técnicas han sido previamente desarrolladas y validadas en el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. El punto de mayor interés de este capítulo está en la descripción para la técnica de visualización en campo próximo, basada en la utilización de una lente biconvexa que permite aumentar el grado de magnificación de las imágenes. Para detectar el chorro se recurre a la visualización por iluminación trasera difusa, que permite la distinción entre dos fluidos o fases con distinto índice de refracción. En este sentido, la técnica será utilizada con dos objetivos distintos:

- Caracterización de la cavitación a la salida de los orificios de descarga. Se basa en la inyección sobre una atmósfera de gasoil presurizado hasta la presión de ensayo deseada. Una vez que se produce la cavitación, y siempre y cuando se encuentre en las condiciones necesarias como para llegar a la salida del orificio, la diferencia de índice de refracción entre la fase líquida y el vapor permite detectar la zona ocupada por las burbujas de cavitación.
- Visualización cercana del chorro. Se inyecta sobre una cámara llena con nitrógeno presurizado en la que se pueden reproducir las condiciones de presión y densidad existentes en una cámara de combustión real. Se utilizarán dos resoluciones distintas en la toma de imágenes para determinar diversos aspectos de la estructura del chorro en sus primeros milímetros.

Además de la descripción de estas técnicas se darán los detalles de las geometrías utilizadas en el estudio y el plan de trabajo seguido a lo largo de la Tesis.

El **capítulo 4** trata de los resultados concernientes a la influencia de la cavitación sobre las características del chorro cercano. En primer lugar se validará la técnica de visualización de la cavitación en la descarga, previamente descrita, a través de un amplio elenco de modelos simplificados de tobera consistentes en láminas de acero inoxidable de 1 mm de espesor taladradas mediante láser. Esto servirá, además, para comparar las condiciones del colapso de flujo másico con las existentes a la hora de detectar las primeras burbujas de cavitación en la descarga. Después, esta técnica será utilizada sobre una tobera cilíndrica de 0.087 mm de diámetro de salida, especialmente seleccionada para que la transición entre régimen cavitante y no cavitante se dé en condiciones reproducibles en la maqueta de visualización.

A continuación se caracterizará la estructura del chorro para esta tobera cilíndrica con el fin de establecer las diferencias existentes en el chorro con o sin cavitación. La caracterización de imágenes a resolución media permitirá estudiar la estructura del chorro desde un punto de vista global, incluyendo la caracterización del ángulo de apertura. Por otra parte, la visualización a alta resolución (hasta 1000 pixel/mm) servirá para estudiar con detalle las características del contorno del chorro en la interfase líquido-gas.

En el **capítulo 5** se estudiará el chorro cercano estacionario en ausencia de cavitación. Para ello se utilizarán tres toberas mono-orificio de distintos diámetros, con el fin de ver su influencia sobre los parámetros del chorro previamente estudiados en el capítulo anterior. También se estudiará el desarrollo del chorro en régimen transitorio, llevando a cabo una correlación para la predicción de la penetración en estas primeras etapas del proceso de inyección. Además, se utilizará un modelo de chorro unidimensional para estudiar algunos aspectos concernientes a la estructura interna del chorro.

Por último, en el **capítulo 6** se establecerán las conclusiones más importantes extraídas a partir de los resultados obtenidos en los capítulos anteriores. Además se expondrán algunos de los posibles trabajos futuros a llevar a cabo para seguir profundizando en el conocimiento de los aspectos relacionados con la presente Tesis.

Bibliografía

- [1] ARRÈGLE, J.: *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1997.

-
- [2] CORREAS, D.: *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoter-mo*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [3] GARCÍA, J. M.: *Aportaciones al estudio del proceso de combustión turbu-lenta de chorros en motores diesel de inyección directa*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Va-lencia, 2004.
- [4] GIMENO, J.: *Desarrollo y aplicación de la medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Indus-triales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2008.
- [5] GONZÁLEZ, C. A.: *Estudio de la influencia de la geometría de la tobera de inyección en la combustión y emisión de contaminantes de un motor die-sel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.
- [6] GONZÁLEZ, U.: *Efecto del choque de pared en las características del chorro Diesel de inyección directa*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [7] HERMENS, S.: *Influence of Diesel injector nozzle geometry on the injection and combustion process*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2007.
- [8] LÓPEZ, J. J.: *Estudio teórico-experimental del chorro libre diesel no eva-porativo y de su interacción con el movimiento del aire*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Va-lencia, 2003.
- [9] MANIN, J.: *Analysis of mixing processes in liquid and vaporized diesel sprays through LIF and Rayleigh scattering measurements*, Tesis Docto-ral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2011.
- [10] PALOMARES, A.: *Análisis de imágenes de chorros Diesel*, Tesis Docto-ral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [11] PLAZAS, A. H.: *Modelado unidimensional de inyectores common-rail Die-sel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.

- [12] RODRIGUEZ, P.: *Modelado del comportamiento hidrodinámico de sistemas de inyección directa Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [13] RUIZ, S.: *Estudio teórico-experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros diesel D.I.*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [14] SALVADOR, F. J.: *Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [15] SOARE, V.: *Phase doppler measurement in diesel dense sprays: optimisation of measurements and study of the orifice geometry influence over the spray at microscopic level*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2007.

Capítulo 2

Fundamentos sobre el proceso de inyección

2.1. Introducción

En el presente capítulo se realiza un repaso a la bases del proceso de inyección en de un motor diésel. Este estudio se centra principalmente sobre el sistema *common-rail* debido a su importancia en los motores de automoción actuales. Como elemento más importante dentro de este tipo de sistemas se detalla el funcionamiento del inyector. Así mismo, en base a los estudios experimentales y de modelado presentes en la literatura, se analiza la relación existente entre la geometría de las toberas de inyección, las características del flujo en el interior de sus orificios de descarga y el comportamiento del combustible a la salida de los mismos.

El sistema de inyección se encarga de suministrar el combustible al motor diésel y prepararlo para el posterior proceso de combustión. Tanto las prestaciones del motor como la formación de emisiones contaminantes están marcadas por el funcionamiento del sistema de inyección. Por tanto, han de tenerse en cuenta los siguientes aspectos a la hora de analizar este tipo de sistemas:

- Para que se produzca la combustión el combustible debe presentarse en fase gaseosa. A fin de favorecer el proceso de evaporación, es necesario que el combustible se atomice rápidamente, de forma que se aumente la superficie de contacto con el aire caliente presente en el cilindro.

- La mezcla entre el combustible evaporado y el aire debe ser lo más rápida y eficiente posible.
- El proceso de inyección debe llevarse a cabo de forma rápida y en sincronía con el movimiento del pistón, de forma que los procesos anteriormente descritos se produzcan en las condiciones deseadas.

Según la forma en que se introduce el combustible en la cámara, estos sistemas se dividen en inyección directa e inyección indirecta.

En los motores de inyección indirecta la cámara de combustión tiene alojada en su interior una precámara de inyección. En el momento en que se produce la compresión del aire admitido en el cilindro, el aire entra en la precámara a través del orificio que la comunica con el espacio muerto (o cámara de combustión propiamente dicha), de forma que se genera una fuerte turbulencia en su interior. En este momento el inyector, equipado con una tobera mono-orificio de en torno a 1 mm de diámetro, inyecta el combustible en la precámara. La turbulencia inducida ayuda a la formación de la mezcla aire-combustible, por lo que estos sistemas suelen ser menos sofisticados que los de inyección directa, donde la responsabilidad de atomizar el combustible recae sobre el propio sistema de inyección. Así mismo, las presiones de trabajo suelen ser sensiblemente menores (entre 20 y 40 MPa). Una vez que el combustible se haya en contacto con el aire en la precámara, se produce una combustión incompleta en su interior. Las altas temperaturas y presiones generadas como resultado de esta combustión favorecen la mezcla y evaporación del combustible sin quemar, así como su paso al volumen muerto junto con los primeros gases residuales.

Como ya se ha introducido, en los motores de inyección directa es el propio sistema de inyección el que debe promover la atomización del combustible de forma que la mezcla sea eficiente. La cámara de combustión está labrada en el propio pistón y, al no existir precámara, desaparece también el alto grado de turbulencia descrito anteriormente. Por este motivo se trata de sistemas más complejos, con presiones de trabajo mucho más altas y orificios de descarga de pequeño tamaño (incluso por debajo de 0.1 mm en algunos casos). Adicionalmente, la geometría del conducto de admisión y la cámara de combustión se diseñan de forma que se induzca una vorticidad o *swirl* en el flujo de aire dentro del cilindro, a fin de favorecer el proceso de mezcla. En cualquier caso, a pesar de estas complicaciones, el menor consumo y la mayor eficiencia de los motores equipados con este tipo de inyección hace que sean los más utilizados actualmente.

2.2. El sistema Common-Rail

Existen varias configuraciones en el mercado de sistemas de inyección directa para motores diésel. De entre todos ellos, los más importantes son el sistema inyector-bomba y el sistema *common-rail*. En los sistemas inyector-bomba o *unit injector* la bomba y la tobera de inyección forman una única unidad accionada directamente por el árbol de levas. El inicio de la inyección se controla mediante una válvula solenoide. Por el contrario, en el sistema *common-rail* se incluye un elemento intermedio entre la bomba y el inyector, y cuyo objetivo es el de conseguir una presión de inyección controlada y estable. La apertura del inyector está controlada electrónicamente. Este tipo de sistemas de inyección presenta las siguientes ventajas:

- Control del punto de inicio y duración de la inyección.
- Alta precisión en la cantidad de combustible inyectada.
- Presión de inyección independiente del régimen del motor y prácticamente constante a lo largo de la inyección.
- Flexibilizar la estrategia de inyección. La inclusión de inyecciones piloto tiene el fin de reducir la combustión premezclada, controlando así las emisiones de óxidos de nitrógeno y el ruido de la combustión; por otra parte, el uso de post-inyecciones sirve como agente reductor de NO_x [122], o para la regeneración de filtros de partículas.

Además, este tipo de sistemas permiten trabajar con altas presiones de inyección (mayores incluso de los 200 MPa en los últimos sistemas en el mercado), lo que favorece los procesos de atomización, como se verá posteriormente.

En la Figura 2.1 se muestra un esquema genérico de un sistema de inyección *common-rail*. El combustible es extraído del depósito mediante una bomba de alimentación, que lo entrega a la bomba de alta presión. Esta bomba, accionada por el propio cigüeñal del motor, distribuye el combustible al raíl o *common-rail*. En función del campo de aplicación del motor puede ser una bomba radial de tres pistones, habitual en el caso de motores rápidos como los de automoción, o una bomba en línea, especialmente diseñadas para vehículos industriales.

La presencia del remanso compuesto por el raíl de inyección previamente a los inyectores facilita la amortiguación de las oscilaciones de presión, provocadas tanto por el comportamiento oscilante de la bomba como por la depresión

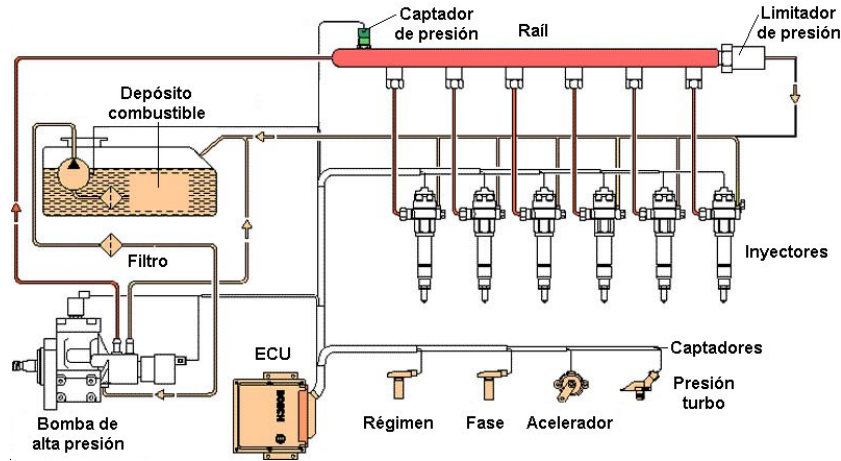


Figura 2.1: Esquema de un sistema common-rail. [103]

generada por la salida del combustible a través de los inyectores. Estas oscilaciones son del orden de los megapascals [81, 88, 122].

Un sensor mide la presión del combustible en el interior del raíl. Esta señal es comparada con el valor de consigna presente en la Unidad Electrónica de Control (ECU), de forma que el orificio situado en el propio regulador de presión se abre o se cierra con el fin de igualar ambos valores. El caudal de combustible sobrante regresa al depósito.

El combustible presente en el raíl se distribuye a los inyectores, de forma que pueda acceder a la cámara de combustión una vez que éstos se abran. Adicionalmente, una pequeña parte del combustible que llega al inyector es utilizado para el comando hidráulico de la aguja.

La ECU, entre otras funciones, se encarga de mandar una señal de comando al actuador electromagnético, que controla la apertura y el cierre de los inyectores. Este actuador puede ser una válvula solenoide, donde se aprovecha el campo magnético generado al pasar la corriente eléctrica por una bobina para levantar la aguja del inyector, o de tipo piezoeléctrico, aprovechando la capacidad de ciertos materiales para dilatarse o contraerse en función del voltaje a que son sometidos. La cantidad de combustible inyectada en cada ciclo por los inyectores es una función directa del tiempo que la aguja esté levantada, la diferencia de presión entre el raíl y la descarga y la geometría del conjunto inyector-tobera.

De entre todos los elementos previamente descritos, el que presenta una mayor complejidad es el inyector. A continuación se describirá brevemente

el principio de funcionamiento del mismo, particularizado para los dos tipos de comando más habituales a día de hoy: válvula solenoide y accionamiento piezoeléctrico.

En la Figura 2.2 se muestra un esquema de un inyector de tipo solenoide. Se grafica, así mismo, la evolución temporal de las variables más importantes dentro del funcionamiento del inyector: levantamiento de la aguja y de la válvula solenoide, presión de inyección en el volumen de control y tasa de inyección. Como se puede apreciar, la apertura de la válvula solenoide tiene un efecto inmediato sobre la presión existente en el volumen de control, haciendo que ésta descienda. Poco tiempo después se produce el levantamiento de la aguja, descubriendo los orificios de salida de la tobera y comenzando la inyección de combustible. Este proceso va a ser explicado con mayor nivel de detalle a continuación.

Un inyector de este tipo se compone, fundamentalmente, de los siguientes elementos:

- Una tobera multiorificio (D), con un muelle que presiona la aguja contra el asiento de la misma.
- Una varilla (P), que se mueve solidariamente con la aguja durante el proceso de inyección.
- Un orificio (E), que sirve de alimentación de combustible a un volumen de control, comunicado con la parte superior de la varilla
- Otro orificio (S), de salida al volumen de control, cuya apertura y cierre está controlada por la válvula solenoide.

En la Figura 2.3 se muestra un detalle del volumen de control y el pistón de comando de comando.

El combustible llega desde el raíl al inyector, bifurcándose en dos conductos. Uno de ellos llega directamente hasta la parte baja del inyector, alimentando la tobera, mientras que el otro sirve para alimentar el volumen de control, en la parte alta de la varilla, a través del orificio E.

Cuando la válvula solenoide no está accionada el orificio S se encuentra cerrado. Por lo tanto, la presión del combustible, igual a la del raíl, actúa tanto en la parte superior de la varilla (a través del orificio E) como en la parte inferior de la aguja. Debido a la mayor sección de la varilla y a la acción de la pretensión del muelle, la aguja se mantiene sobre su asiento, cerrando los orificios de descarga. En cambio, una vez que la señal de comando llega a la

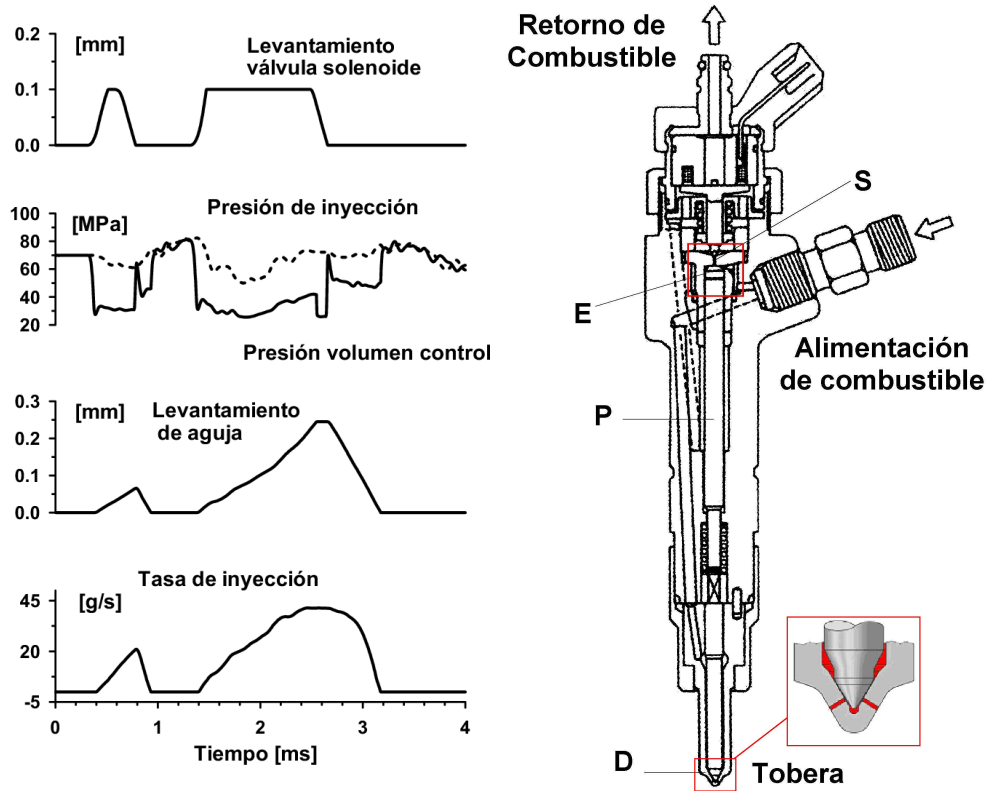


Figura 2.2: Esquema de inyector y evolución de las variables de funcionamiento para una inyección múltiple con inyección piloto e inyección principal.

válvula solenoide se abre el orificio S, reduciendo la presión en el interior del volumen de control. Por lo tanto, la presión en la parte superior de la varilla es inferior a la presente en la zona baja de la aguja. Una vez que la diferencia de presión entre ambas zonas es lo suficientemente alta como para vencer el efecto del muelle se produce el levantamiento del conjunto varilla-aguja, destapándose los orificios y comenzando el proceso de inyección. El caudal de control liberado a través del orificio S se reconduce al depósito de combustible. Una vez que la señal de comando termina, el orificio S se cierra, el conjunto varilla-aguja vuelve a su posición inicial, cerrándose los orificios de descarga [81,88].

En el caso de los inyectores con actuadores piezoeléctricos el funcionamiento es ligeramente diferente al anteriormente descrito. Al aplicarse la tensión sobre el material de características piezoeléctricas, éste se dilata, actuando sobre el pistón de comando, que a su vez empuja una pieza en forma de champiñón. De

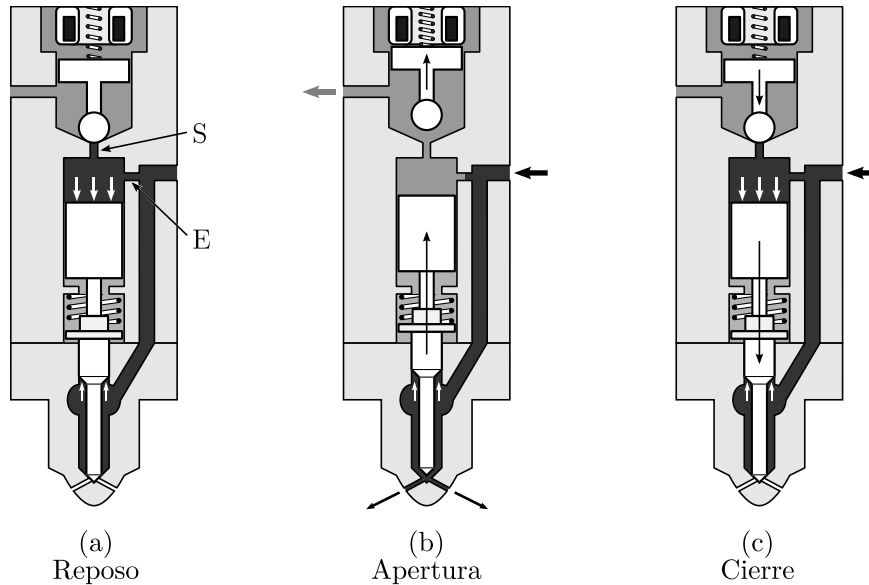


Figura 2.3: Funcionamiento de un inyector common-rail [41].

esta forma, el caudal de control puede fluir entre el champiñón y su asiento, disminuyendo la presión en el volumen de control, de forma análoga a como sucede en los inyectores de válvula solenoide. Adicionalmente, y para conseguir más precisión y rapidez, se tiende a la reducción de las partes móviles, en particular, el sistema pistón-aguja queda reducido exclusivamente a la aguja, ayudando a hacer el sistema más rápido y además a reducir las deformaciones del sistema.

La ventaja de este tipo de sistemas está en su mejor respuesta dinámica, lo que los hace más adecuados para el funcionamiento con inyecciones múltiples. Así mismo, la mayor velocidad observada en condiciones de levantamiento de aguja parcial para este tipo de sistemas respecto a los de válvula solenoide se traduce en una mejora de la eficiencia de la atomización y mezcla aire/combustible, especialmente en el caso de inyecciones cortas y a bajas presiones. Un esquema de la zona de comando de un inyector piezoeléctrico se muestra en la Figura 2.4.

Por último, cabe destacar la aparición en los últimos años de inyectores de acción directa. En estos sistemas, la dilatación y compresión del material piezoeléctrico actúa directamente sobre la aguja, a la que se encuentra unido, controlando su movimiento. De esta forma se puede controlar a través de la señal de comando del inyector tanto el levantamiento máximo al que llegará

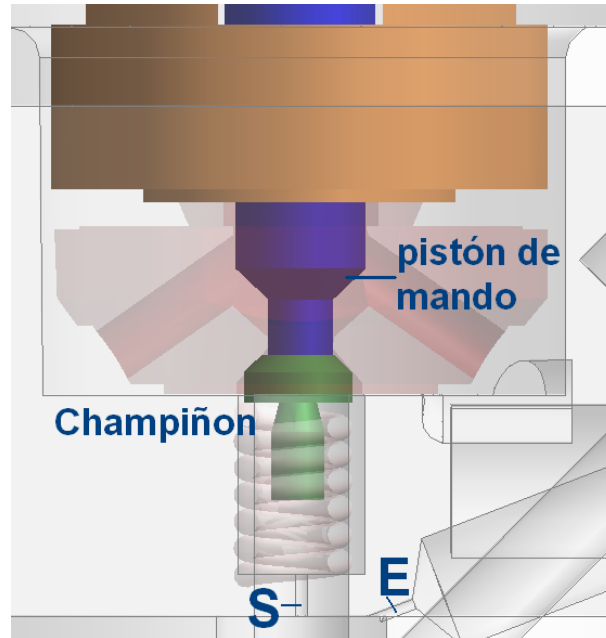


Figura 2.4: Parte de mando accionada por sistema piezo-eléctrico.

la aguja como la velocidad a la que se mueve, dotando al sistema de mayor flexibilidad y permitiendo estrategias de inyección más sofisticadas [59].

Una vez que se han descrito brevemente los sistemas de inyección más comunes procederemos a analizar uno de sus elementos más importantes: las toberas de inyección. Para ello, haremos un repaso por los estudios más significativos en el estudio del flujo en su interior, tanto a nivel teórico como experimental.

2.3. El flujo interno en toberas de inyección

A la hora de comprender en profundidad el proceso de formación de la mezcla aire-combustible en motores diésel se hace necesario conocer con detalle las condiciones del flujo en el interior de las toberas de inyección, ya que de éstas depende en gran medida el comportamiento del chorro en la cámara de combustión. Sin embargo, las pequeñas dimensiones de este tipo de elementos, así como las altas velocidades que el flujo alcanza en su interior, dificultan la tarea de abordar su estudio. Por este motivo son muchos los autores que han

centrado sus esfuerzos en desarrollar herramientas experimentales y teóricas para la caracterización del flujo en el interior de toberas diésel.

2.3.1. Geometría de una tobera de inyección

Antes de proceder al estudio de las características del flujo en el interior de las toberas diésel es necesario describir la geometría típica de este tipo de elementos. En la Figura 2.5 se muestra un esquema de los dos tipos de tobera más utilizados actualmente: VCO y microsaco. Como se puede ver, en las toberas tipo VCO la posición de la aguja influye decisivamente en las características del flujo a la entrada de los orificios durante el comportamiento transitorio del inyector (procesos de apertura y cierre), mientras que en el otro tipo el propio volumen del saco sirve para reducir esta influencia. Sin embargo, las toberas microsaco tienen un problema: la inyección residual del combustible remanente en el saco una vez que la aguja cierra el inyector se produce en condiciones poco controladas, lo que puede inducir a una combustión poco eficiente de este combustible.

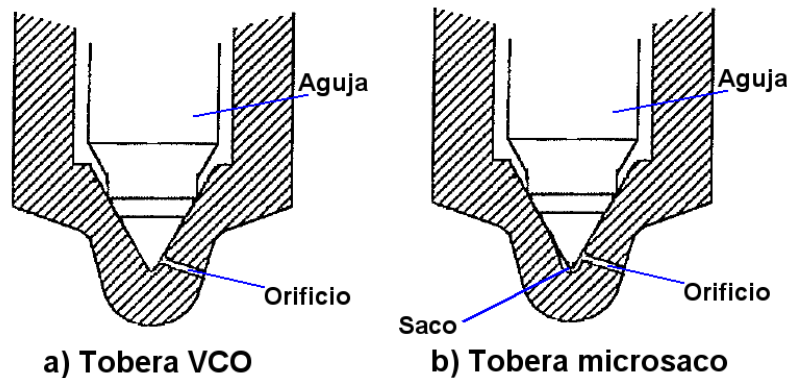


Figura 2.5: Esquema de una tobera. a) VCO b) Microsaco.

En la Figura 2.6 se definen los parámetros geométricos más importantes en los orificios de descarga de una tobera de inyección: diámetros de entrada y salida del orificio D_e y D_o , longitud L , y radio de entrada r_e .

Para cuantificar la convergencia del orificio se utiliza el parámetro k -factor, definido como:

$$k\text{-factor} = \frac{D_e - D_o}{10 [\mu\text{m}]} \quad (2.1)$$

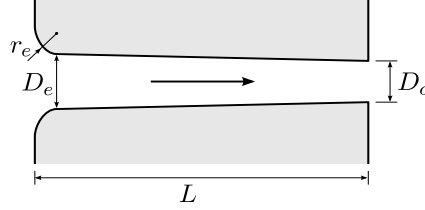


Figura 2.6: Parámetros geométricos de un orificio de inyección.

Según esta definición, una tobera con diámetros de entrada y salida de 210 y 200 μm respectivamente tiene el mismo valor de k -factor que otra de 110 y 100 μm , respectivamente. Sin embargo, las secciones de paso y, por tanto, las características del flujo son completamente diferentes en una y otra tobera. Es por ello que algunos autores [69] prefieren utilizar un parámetro como la reducción de área, definida como:

$$AR = \frac{A_e - A_o}{A_e} = \frac{D_e^2 - D_o^2}{D_e^2} \quad (2.2)$$

En la tabla 2.1 están listados las dimensiones y parámetros geométricos típicos en orificios de inyección diésel *common-rail*.

Tabla 2.1: Dimensiones y parámetros geométricos habituales en orificios de inyección.

D_o	100 – 250 μm
L	700 – 1000 μm
r	0 – 50 μm
L/D_o	4 – 10
r/D_o	0 – 0.3
D_e/D_o	1 – 1.25

Como se verá posteriormente estos parámetros tienen una influencia decisiva en las características del flujo interno. En este sentido, las incertidumbres debidas a las propias tolerancias de fabricación, así como las introducidas por el proceso de hidroerosión a que son sometidas las toberas al final del proceso de fabricación para producir el radio de acuerdo, pueden ser importantes para su estudio. Es por ello que se han hecho esfuerzos por desarrollar técnicas experimentales que sirvan para obtener información de la geometría de los orificios de forma no destructiva. En particular, Macián *et al.* [69] utilizan una

técnica basada en la extracción de moldes de silicona de la geometría interna de los orificios. Igualmente, Lee *et al.* [64] han utilizado una fuente de rayos x para obtener imágenes de la geometría interna de una tobera, pudiendo incluso utilizarla en condiciones operativas para estudiar el movimiento de la aguja durante la apertura y el cierre del inyector. Más recientemente, la aparición de sensores de contacto de tamaños cada vez menores ha permitido utilizarlos para cuantificar la geometría de los orificios, incluyendo la rugosidad superficial de las paredes del mismo [56, 89]. Sin embargo, esta técnica está limitada a las cercanías de la sección de salida, por lo que no se puede obtener información de parámetros como el radio de acuerdo o la longitud del orificio.

2.3.2. Morfología del flujo en toberas de inyección

El primer aspecto a tener en cuenta en el estudio del flujo interno en toberas es la propia estructura que presenta el flujo en este tipo de geometrías.

En el caso de toberas en las que el orificio es axisimétrico (Figura 2.7.a), como las toberas mono-orificio habitualmente utilizadas en investigación [41, 68, 133], el flujo entra por igual en todas direcciones. Como consecuencia del cambio brusco de sección que supone el orificio, las líneas de corriente se deflectan, provocando el desprendimiento de la capa límite y la aparición de una zona de recirculación en la sección de entrada del orificio. En el caso de una tobera multiorificio, en la que el eje de los orificios de descarga tiene un ángulo respecto al eje de simetría de la tobera (caso habitual en toberas comerciales [12, 63, 87]), el fenómeno de deflexión del flujo es incluso más intenso, si bien está prácticamente restringido a la mitad superior del orificio, que es de donde viene la alimentación de combustible (Figura 2.7.b). El tamaño de la zona de recirculación generada en el orificio depende, fundamentalmente, de la velocidad del flujo y de la geometría del mismo. En particular, mayores radios de acuerdo y conicidad en el orificio tienden a minimizar el efecto de la deflexión del flujo.

Una vez que el flujo ha pasado esta zona de recirculación, pueden darse varias situaciones. Si la relación entre longitud y diámetro del orificio (L/D) es lo suficientemente grande, el flujo vuelve a pegarse a las paredes, formándose de nuevo la capa límite y reordenándose el perfil de velocidad. En este caso, la deflexión del flujo a la entrada sólo influirá en la salida como una pérdida de carga adicional a las producidas por la fricción con las paredes [41]. En caso contrario, el flujo nunca vuelve a desarrollarse, y los parámetros del mismo a la salida estarán intensamente marcados por los fenómenos de entrada.

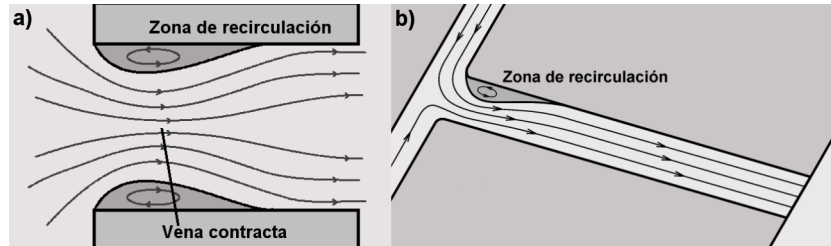


Figura 2.7: Estructura del flujo en una tobera de inyección. a) Geometría axisimétrica. b) Tobera multiorificio.

Por último cabe destacar que, bajo determinadas condiciones de inyección, el incremento de velocidad del flujo y la pérdida local de presión existentes en la zona de recirculación puede llegar a inducir presiones inferiores a la presión de saturación del fluido, produciéndose el cambio de fase del mismo conocido como cavitación. Este fenómeno será estudiado en detalle posteriormente (sección 2.4).

2.3.3. Turbulencia en el flujo interno

A la hora de determinar las características de flujo en conductos es necesario establecer si el flujo es laminar o turbulento. Para discernir entre un régimen y otro se utiliza habitualmente el número de Reynolds, definido como:

$$Re = \frac{u_o D_o}{\nu_f} \quad (2.3)$$

Para la mayoría de aplicaciones prácticas el valor de transición entre los dos regímenes se sitúa en $Re_{crit} \approx 2300$ ^I. Para Re por debajo de este valor el régimen será laminar, por encima hasta un $Re \approx 4000$ se encuentra una zona de transición en donde el flujo fluctúa entre régimen laminar y turbulento alternativamente. A partir de $Re \approx 4000$ se puede considerar el régimen totalmente turbulento.

Sin embargo, esta forma de describir el flujo sólo resulta válida para flujos totalmente desarrollados, es decir para conductos largos en relación a su diámetro (L/D grandes). En este tipo de geometrías la influencia de los efectos a la entrada del conducto son despreciables frente al resto de factores.

^IEste Re_{crit} corresponde a un flujo con alto nivel de perturbaciones a la entrada del conducto (el caso habitual en la práctica). Sin embargo, a medida que nivel de perturbaciones a la entrada disminuye este valor aumentará, pudiendo alcanzar perfectamente valores de Re_{crit} superiores a 10000 [47,105]

En función de la geometría del conducto y las condiciones del flujo en su interior se puede establecer una longitud a partir de la cual éste se considera completamente desarrollado. Esta longitud, llamada longitud de entrada, L_e , puede calcularse para el caso de régimen laminar en función de Re [105] como

$$\frac{L_e}{D} = 0.03 Re \quad (2.4)$$

aunque el coeficiente de la ecuación varía según autores en un rango de 0.03 a 0.06 [129]. Así, por ejemplo, para $Re = 2000$ la longitud de entrada es de aproximadamente 60 diámetros. En régimen turbulento, debido a la intensidad de mezcla provocada por la propia turbulencia, la longitud de entrada disminuye con respecto al régimen laminar, pasando a tener un comportamiento más suave con respecto a Re . White [129] propone la siguiente fórmula:

$$\frac{L_e}{D} = 4.4 Re^{1/6} \quad (2.5)$$

la cual proporciona una longitud de entrada de entre 20 y 30 diámetros para los números de Reynolds usados habitualmente en orificios de inyección.

Sin embargo, tal como se vio en 2.3.1, la longitud típica de un orificio de inyección es del orden de 10 veces su diámetro en el caso más crítico. Por tanto, independientemente de si el flujo es laminar o turbulento, la longitud del orificio es menor que la longitud de entrada, por lo que en ningún caso el flujo estará totalmente desarrollado. Este hecho hace que a la hora de analizar el flujo en orificios de inyección haya que tener en cuenta las siguientes consideraciones:

- El flujo estará afectado o controlado principalmente por los efectos de entrada al orificio (desprendimiento de la capa límite, pérdidas de presión locales, etc).
- Al no estar el flujo totalmente desarrollado, el límite clásico entre régimen laminar y turbulento no resulta válido para el flujo en orificios de inyección [42]. Así, no sólo es importante el número de Reynolds en el que puede aparecer la turbulencia, sino también el lugar donde ésta aparece y el grado de desarrollo que ésta alcanza.
- De igual modo, hay que tener mucha precaución al aplicar toda la teoría conocida sobre flujo en conductos. Así, por ejemplo, los perfiles de velocidad a la salida del orificio, no seguirán la ley de Hagen-Poiseuille para régimen laminar, ni tienen que ser prácticamente constante en toda la sección en régimen turbulento, tal como ocurriría en un flujo totalmente desarrollado [13].

2.3.4. Coeficientes adimensionales utilizados para el estudio del flujo

El comportamiento del flujo a través de un orificio es completamente diferente en función de si se encuentra en condiciones de régimen laminar o turbulento. Sin embargo, las pequeñas dimensiones de los orificios presentes en las toberas de inyección, así como las altas velocidades que se alcanzan en su interior, hacen complicado el obtener información del desarrollo del flujo en estos elementos. Es por ello que la mayor de los estudios referentes al comportamiento del flujo interno en toberas de inyección diésel se realiza en base a parámetros medidos a la salida de los orificios.

Una de las formas más utilizadas para evaluar el comportamiento del flujo en toberas de inyección consiste en la caracterización del coeficiente de descarga. Este coeficiente se define como el cociente entre el caudal másico real y el caudal másico teórico.

El caudal másico teórico se puede calcular según la siguiente expresión:

$$\dot{m}_B = \rho A_o u_B \quad (2.6)$$

siendo u_B la velocidad teórica calculada a partir de aplicar la ecuación de Bernoulli entre un punto aguas arriba y la salida del orificio, que se define como:

$$u_B = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_f}} \quad (2.7)$$

Así, el coeficiente de descarga puede calcularse utilizando la siguiente fórmula:

$$C_d = \frac{\dot{m}_f}{A_o \sqrt{2\rho_f \Delta p}} \quad (2.8)$$

El comportamiento del coeficiente de descarga en orificios ha sido ampliamente estudiado a lo largo de las últimas décadas [37, 60, 66, 85, 103, 115]. En estos estudios, se ha visto que el coeficiente de descarga tiene un comportamiento asintótico con el número de Reynolds, tal como se aprecia en la Figura 2.8.

El régimen del flujo en un orificio se puede estudiar según la ley de comportamiento del coeficiente de descarga en función del número de Reynolds.

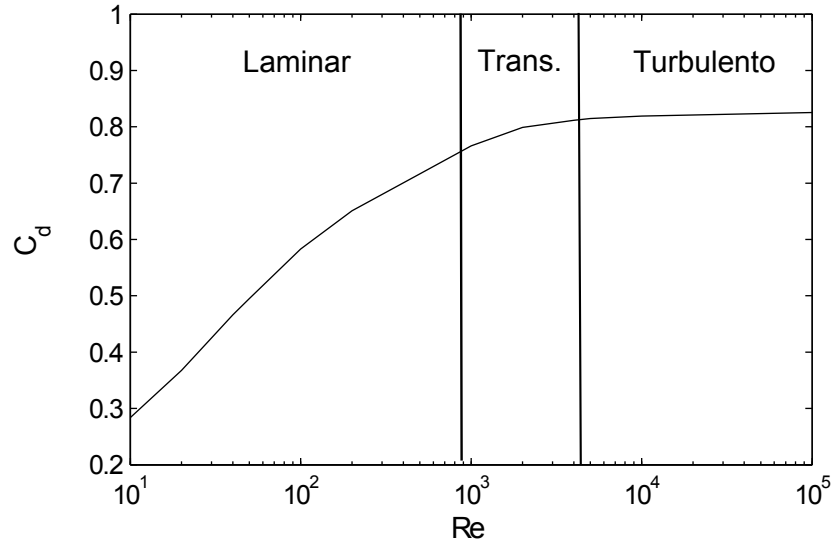


Figura 2.8: Coeficiente de descarga en función del número de Reynolds.

En particular, podemos decir que el flujo es laminar cuando el coeficiente de descarga crece de forma aproximadamente lineal con el número de Reynolds. Una vez que se ha alcanzado el valor asintótico del coeficiente de descarga, éste se muestra independiente del valor de Re , debido al aumento del grado de turbulencia del flujo. Entre ambas situaciones existe una zona de transición, donde el crecimiento del coeficiente de descarga se suaviza.

La curva del coeficiente de descarga anteriormente descrita es dependiente de la geometría del orificio. Un resumen de las distintas expresiones propuestas en la literatura se muestran en la Tabla 2.2

Como se ha mencionado anteriormente, el coeficiente de descarga mide la desviación del flujo másico de un orificio respecto a su capacidad de descarga máxima a unas condiciones de presión determinadas. De esta forma, el flujo másico en el orificio puede expresarse como:

$$\dot{m}_f = C_d \rho A_o u_B \quad (2.9)$$

Así, el coeficiente de descarga engloba tanto las pérdidas en el orificio debido al rozamiento con las paredes como la presencia de un perfil de velocidad no uniforme a la salida.

Tabla 2.2: Resumen de expresiones existentes en la bibliografía para el coeficiente de descarga en función del número de Reynolds.

Autor	Expresión
Hall [44]	$C_d = 1 - 0.184\left(\frac{L}{D_o} - 1 + 1.11Re^{0.25}\right)^{0.8} Re^{-0.2}$
Nakayama [76]	$C_d = \frac{Re_t^{5/6}}{17.11\frac{L}{D_o} + 1.65Re_t^{0.8}}$
Asihmin [10]	$\frac{1}{C_d} = 1.23 + \frac{58L}{Re_t D_o}$
Lichtarowicz [66]	$\frac{1}{C_d} = \frac{1}{C_{dmax}} + \frac{20}{Re_t}(1 + 2.25D_o^{-1}) - \frac{0.0015D_o^{-1}}{1+7.5(\log(0.00015Re_t))^2}$
Arcoumanis [7]	$C_d = \frac{1}{\left(\frac{1}{C_{dmax}}\right) + \left(\frac{20}{Re} \left[1 + \frac{2.25}{D_o}\right]\right)}$
Salvador [103]	$C_d = 0.98 - 0.07(r^{-0.49} d^{-1.14} D_o^{1.20} AR^{-0.088}) - \frac{10.7}{Re_t^{0.5}}$

Se puede definir un perfil de velocidad uniforme que proporcione el mismo gasto másico que la tobera objeto de estudio. Llamaremos al valor de velocidad de este perfil como velocidad efectiva, y a la sección ocupada por el mismo como área efectiva:

$$\dot{m}_f = \rho_f A_{ef} u_{ef} \quad (2.10)$$

Relacionando las dos últimas expresiones, puede expresarse el coeficiente de descarga como:

$$C_d = \frac{A_{ef}}{A_o} \frac{u_{ef}}{u_B} = C_a C_v \quad (2.11)$$

denominándose C_a como coeficiente de área y C_v como coeficiente de velocidad.

Estos dos coeficientes han sido utilizados en la bibliografía [75, 82] debido a la utilidad de definir un perfil de velocidad uniforme equivalente en muchas aplicaciones. Sin embargo, si bien el coeficiente de descarga resulta fácil de obtener experimentalmente, no es tan sencillo descomponerlo en sus efectos sobre el área y la velocidad de salida. Es por ello que en los últimos años se han desarrollado metodologías que permiten la medición del flujo de cantidad de movimiento del chorro a la salida del orificio [41, 53, 55, 63, 104]. En efecto,

si definimos el flujo de cantidad de movimiento en función de la velocidad y el área efectiva, tenemos:

$$\dot{M}_f = \dot{m}_f u_{ef} = \rho A_{ef} u_{ef}^2 = \rho C_a C_v^2 A_o u_B^2 = \rho C_m A_o u_B^2 \quad (2.12)$$

siendo C_m el coeficiente de momento. La medición conjunta del coeficiente de descarga y el de momento permite obtener directamente los valores de los coeficientes de área y velocidad, ya que $C_v = C_m/C_d$.

2.4. El fenómeno de la cavitación

Durante los últimos años se ha constatado la aparición de cavitación en el interior de toberas diésel bajo determinadas condiciones. Este fenómeno se produce como consecuencia de la forma en la que el combustible accede a los orificios de descarga. Tal como se explicó en la sección 2.3.2, durante el proceso de inyección se produce una zona de recirculación del flujo en las cercanías de la sección de entrada del orificio (ver Figura 2.7). En consecuencia, la presión local sufre un descenso significativo en esta zona, pudiendo alcanzar la presión de vapor del combustible (p_v), con el consiguiente cambio de fase. A este proceso se le conoce como cavitación hidrodinámica.

La formación de la cavitación depende fundamentalmente de la velocidad del flujo (es decir, de las presiones de inyección y descarga), así como de la geometría de la tobera. En particular, estudios como los llevados a cabo por Nurick [78], Schmidt [109] o Salvador [103] muestran que la cavitación es más severa conforme disminuyen la conicidad y el radio de acuerdo a la entrada del orificio, así como al aumentar el diámetro de entrada o la rugosidad superficial de las paredes. Así mismo, se aprecia que el levantamiento de aguja tiene también una influencia sobre la formación de cavitación, que se ve potenciada a levantamientos bajos por la restricción que induce al flujo.

Una vez que una burbuja de cavitación se ha generado, ésta puede aumentar o disminuir su diámetro en función del campo de presiones a que se vea sometida en su camino. Una de las expresiones más habituales para analizar este proceso es la ecuación de Rayleigh-Plesset [62, 111]:

$$r_B \frac{d^2 r_B}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dr_B}{dt} \right)^2 = \left(\frac{p_v - p}{\rho_f} \right) - \frac{4\nu_f}{r_B} \left(\frac{dr_B}{dt} \right) - \frac{2\sigma}{\rho_f r_B} \quad (2.13)$$

donde r_B es el radio de la burbuja de cavitación, ν_f y σ_f la viscosidad y tensión superficial del combustible y p la presión fuera de la burbuja. Según esta expresión, si la presión que rodea la burbuja es menor a la presión de saturación del combustible ésta crece, mientras que en caso contrario el radio de la burbuja disminuye hasta llegar a colapsarse. Sin embargo, en determinadas combinaciones de geometría y condiciones de inyección se ha visto que el tiempo de residencia de las burbujas generadas (es decir, el tiempo que tardan en llegar a reducir su diámetro al mínimo y colapsar) es mayor que el tiempo que tardan en atravesar la longitud del orificio, de forma que la zona de cavitación se extiende hasta el exterior de la tobera. En esta situación se dice que el flujo está en condiciones de supercavitación [19].

Uno de los aspectos más importantes relacionados con la cavitación (y que será analizado en mayor detalle en la sección 2.4.2) es el colapso de flujo másico. Diversos autores [14,78,83] han observado como, manteniendo la presión de inyección fija, el flujo másico deja de crecer al aumentar la diferencia de presiones si la tobera se encuentra en condiciones cavitantes. Otro fenómeno descrito en la literatura en relación con la cavitación es el *hydraulic flip* [14,115]. Éste consiste en la entrada de gas existente en la descarga hacia el orificio, y se produce cuando existe una separación de la capa límite a la entrada del mismo lo suficientemente intensa como para que la zona de recirculación vista en la Figura 2.7 se extienda hasta el final del orificio. De esta forma, el gas de la cámara de descarga tiende a ocupar el espacio entre la pared y la vena líquida.

2.4.1. La visualización de la cavitación

Se pueden encontrar en la literatura diversos estudios en los que se trata de visualizar la cavitación en orificios transparentes, con el fin de estudiar su formación y apariencia. Debido a las características del fenómeno (altas velocidades de flujo, diámetros pequeños y flujo bifásico) su visualización resulta considerablemente compleja. Por este motivo, es habitual la utilización de geometrías simplificadas, si bien en los últimos años algunos autores han conseguido resultados satisfactorios utilizando geometrías más similares a las de una tobera real [20,128].

A continuación se detallarán algunos de los estudios más importantes existentes en la bibliografía, mostrados en función del grado de complejidad de las geometrías utilizadas.

Geometrías de sección rectangular

Una de las soluciones adoptadas consiste en la utilización de orificios de sección rectangular. En este tipo de geometrías, la luz puede entrar a través de las caras planas que forman la geometría de la tobera, eliminando los efectos debidos a la refracción que limitan el uso de muchas de las técnicas ópticas más habituales y facilitando el acceso óptico al interior del orificio.

Winklhofer *et al.* [130] realizaron ensayos de visualización sobre un canal de sección cuadrada de aproximadamente 0.3 mm de diámetro hidráulico (anchura), realizando un barrido de contrapresiones a una presión de inyección de 10 MPa. Así, vieron cómo la aparición de las primeras burbujas de cavitación no se producía en las mismas condiciones a las que aparecía el colapso de flujo másico, sino para contrapresiones sensiblemente mayores. Así mismo, midieron la velocidad en el interior del flujo, que aumentaba de forma importante en la interfase líquido-vapor. También observaron que al hacer el conducto cada vez más cónico la cavitación se hacía menos intensa, tal como se esperaba.

Mishra y Peles [73] analizaron la cavitación en un micro-canal con un estrechamiento de tamaño similar al del orificio de una tobera, y lo compararon con uno a mayor escala, viendo que el inicio de la cavitación ocurría en condiciones sensiblemente distintas. Así mismo, observaron la presencia de un fenómeno de histéresis en la medición del coeficiente de descarga asociado con la cavitación. Para ello, realizaron dos tandas de medida del flujo másico cambiando las condiciones de presión: en la primera de ellas, los ensayos se realizaban a presión de inyección constante y bajando la contrapresión, pasando así de flujo no cavitante hasta condiciones de supercavitación (*Phase I* en la Figura 2.9); el segundo grupo de ensayos (*Phase II*) se llevó a cabo en sentido inverso, pasando de condiciones cavitantes a no cavitantes. Como se puede apreciar, el coeficiente de descarga es sensiblemente menor para la segunda tanda. Esto se debe a la resistencia de las burbujas generadas a colapsar, a pesar de encontrarse en condiciones de presión que no son suficientemente críticas como para generar nuevas burbujas.

Sou *et al.* [117] realizaron un estudio que comprendía la visualización tanto de la cavitación como del chorro a la salida del orificio en un orificio rectangular a gran escala (anchura de 4 mm). De este modo constataron la gran influencia de la presencia de cavitación en el interior del orificio sobre el comportamiento del chorro, observando un mayor ángulo cuando ésta aparecía. Así mismo, observaron que la longitud de la zona ocupada por la fase vapor depende fundamentalmente del número de cavitación.

Park *et al.* [79] utilizaron geometrías similares a las anteriormente descri-

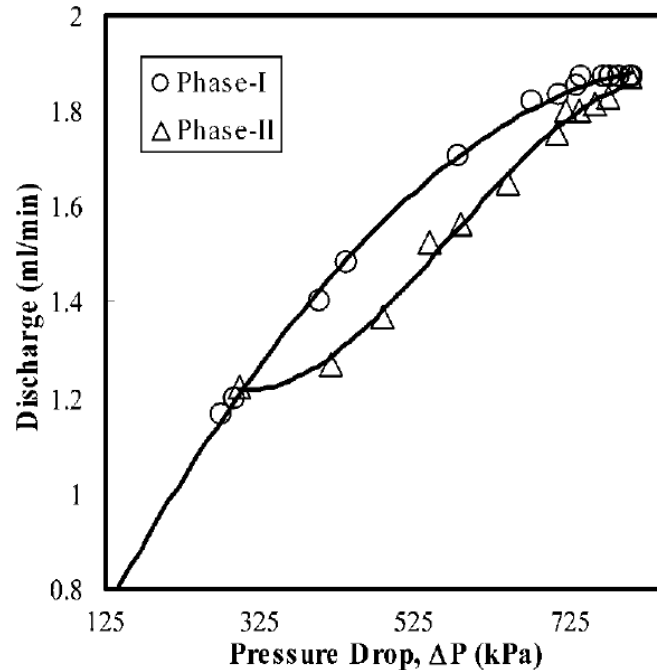


Figura 2.9: Histéresis en el coeficiente de descarga asociado a la cavitación [73].

tas. Además, midieron el diámetro de gotas mediante PDPA (*Phase Doppler Particle Analyzer*), y compararon el comportamiento de la cavitación y el diámetro de gotas entre un diésel convencional y un biodiésel de soja. En ambos casos, el diámetro de gotas encontrado era sensiblemente superior cuando el flujo se encuentra en condiciones no cavitantes. Sin embargo, no se observaron diferencias apreciables en el comportamiento de la cavitación entre ambos combustibles.

Orificios de sección circular

Si bien los orificios de sección rectangular muestran algunas ventajas a la hora de su visualización, es evidente que este tipo de geometrías dista bastante de las utilizadas en una tobera de inyección diésel. Por ello, numerosos autores han hecho el esfuerzo de visualizar la cavitación en geometrías de sección circular.

Debido a su mayor simplicidad, la mayor parte de los estudios existentes se han llevado a cabo con modelos a gran escala. En estas geometrías, son varios

los autores que han establecido una relación importante entre el desarrollo de la cavitación y el comportamiento del chorro, tal como ocurría en las geometrías de sección rectangular. De estos estudios, algunos autores vinculan la aparición de la cavitación con el aumento del ángulo, como Hiroyasu *et al.* [48], mientras que otros observan ese incremento de ángulo en condiciones en que la cavitación se extiende hasta la salida de la tobera [38, 54, 116]. Por otra parte, Soteriou *et al.* muestran un importante descenso del ángulo de apertura del chorro cuando aparece el fenómeno de *hydraulic flip* [115].

En cuanto al aspecto de la cavitación, en este tipo de geometrías se muestra como una nube formada por una distribución homogénea de pequeñas burbujas [5, 115], tal como se puede ver en la Figura 2.10. Además, algunos estudios muestran un comportamiento fuertemente oscilatorio de la cavitación [18]. Así mismo, Arcoumanis *et al.* y Gavaises *et al.* [4, 40] han observado la presencia de cavitación generada por vórtices presentes en el saco de las toberas de inyección al trabajar con geometrías multiorificio (Figura 2.11). Esta cavitación de vórtices o *string cavitation* suele aparecer entre dos orificios, o entre un orificio y la aguja, y es especialmente dependiente de la posición de la misma. También se ha observado que esta cavitación de vórtices puede interactuar con la presente en el orificio, aumentando la turbulencia y modificando el comportamiento de los distintos orificios de la tobera [6].

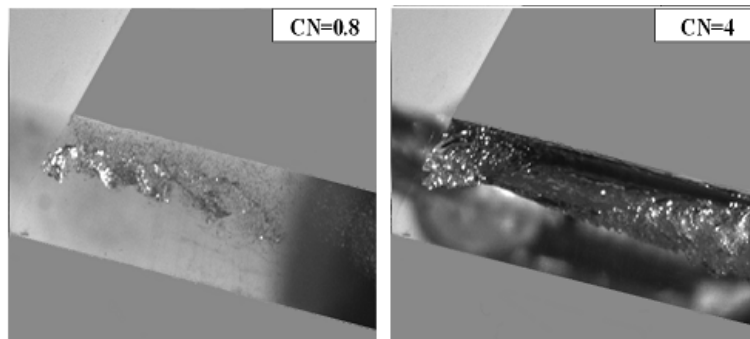


Figura 2.10: Apariencia de la cavitación en forma de burbujas de pequeño tamaño [5].

Otro aspecto importante en cuanto a la apariencia de la cavitación en toberas multiorificio (especialmente en las de tipo VCO) es el de la asimetría. En efecto, en las toberas multiorificio (que son las disponibles actualmente en los sistemas de inyección comerciales) el flujo es considerablemente asimétrico debido al ángulo existente entre la pared interna del asiento de la aguja en la tobera y el eje del orificio. Esta asimetría, junto con el hecho de que el combustible entre preferentemente por la parte superior, hace que la cavitación se

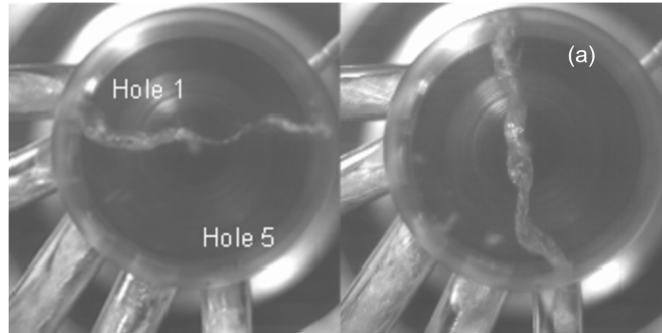


Figura 2.11: Cavitación en forma de vórtices [39].

forme en mayor medida en la mitad superior del orificio de entrada, como se pudo ver en la figura 2.7.b. Arcoumanis *et al.* [6] estudiaron la influencia de la asimetría en el flujo inducida por la posición de la aguja, contemplando incluso la posible excentricidad de la misma. En sus imágenes se observaba como cuando la aguja estaba en una posición concéntrica al saco la cavitación aparecía siempre en la mitad superior del orificio de entrada, como era esperable. Sin embargo, al aumentar la excentricidad de la aguja la zona de cavitación podía aparecer en la mitad inferior para los orificios más próximos a la misma, debido a la fuerte alteración que la aguja induce en el flujo.

A pesar de la demostrada utilidad de trabajar con geometrías a gran escala para analizar determinados detalles del flujo, es necesario tener en cuenta los efectos de escala a la hora de analizar los resultados arrojados por este tipo de modelos. Chaves *et al.* [19] utilizó un modelo a escala real, comparando sus resultados con los obtenidos por Soteriou *et al.* en toberas similares a gran escala. Mientras Soteriou *et al.* [115] veían la cavitación como una distribución de burbujas en forma de nube, Chaves *et al.* la observaron en forma de películas o láminas. Arcoumanis *et al.* [8] y Walther [128] encontraron un resultado similar en sus experimentos con toberas a escala real. Un ejemplo del comportamiento de la cavitación el forma de películas se muestra en la Figura 2.12.

Los estudios previamente descritos son una muestra de cómo la naturaleza de la cavitación cambia en función del tamaño de los orificios. Por este motivo, y a pesar de las dificultades existentes en la visualización de este tipo de geometrías, son cada vez más los estudios que utilizan orificios de tamaños similares a los habituales en toberas de inyección [3, 11, 17, 20, 21, 100]. Sin embargo, si bien las condiciones de aparición de la cavitación y el desarrollo de la misma son diferentes de las observadas en modelos a escala ampliada,

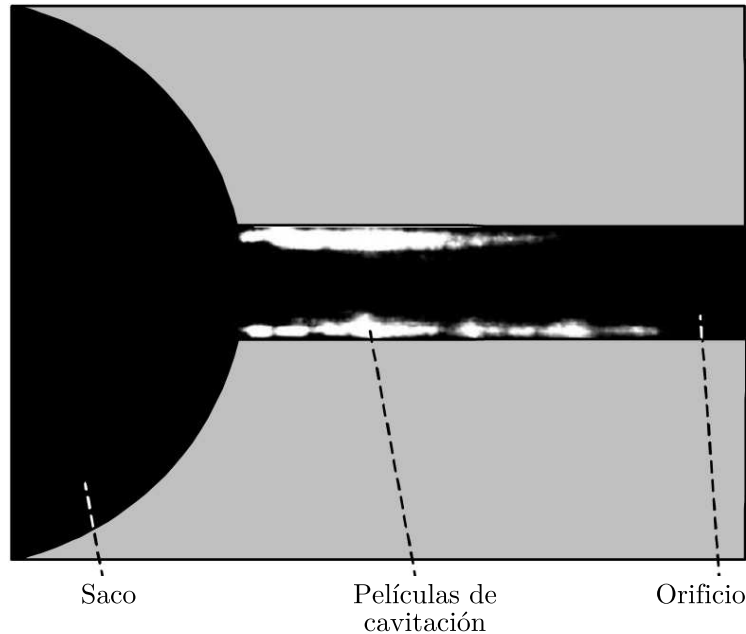


Figura 2.12: Cavitación en forma de películas, láminas o bolsas de vapor (pockets) [128].

las conclusiones de la influencia de la cavitación sobre el comportamiento del flujo y del chorro parecen ser similares.

2.4.2. Efectos de la cavitación sobre los coeficientes definitorios del flujo

Una de las consecuencias más importantes de la presencia de cavitación en orificios es la pérdida de capacidad de descarga. Este efecto ha sido observado desde hace décadas. Por ejemplo, Bergwerk [14] relacionó la pérdida de descarga con el desarrollo de la cavitación gracias a ensayos en geometrías transparentes con diámetros de entre 0.2 y 0.5 mm. Nurick [78] hizo un estudio similar para un amplio elenco de condiciones de inyección. En este estudio, Nurick observó que una vez iniciada la cavitación el flujo másico se mostraba independiente del salto de presiones, tal como se muestra a modo de ejemplo en la Figura 2.13. A este fenómeno se le conoce como colapso del flujo másico.

Junto a los resultados experimentales de visualización del flujo interno y de medición del gasto másico, Nurick [78] desarrolló una teoría unidimensional que permitía explicar estos resultados y caracterizar el comportamiento del

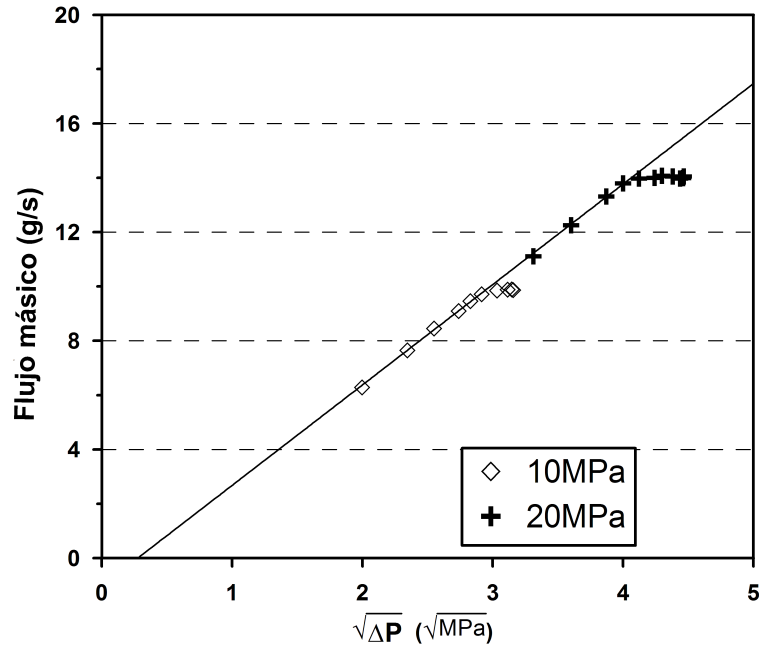


Figura 2.13: Valores del flujo másico proporcionado por una tobera cilíndrica para distintas condiciones de inyección [83].

coeficiente de descarga en condiciones de cavitación. Este modelo se detalla a continuación.

Modelo unidimensional de Nurick

Tal como se ha explicado anteriormente, a la entrada de los orificios de descarga se induce una zona de recirculación debida al ángulo con el que el flujo accede a los mismos. Esta recirculación hace que la sección de paso efectiva se vea restringida cerca de la entrada del orificio. De acuerdo con la ecuación de continuidad, esta disminución de la sección produce un aumento de la velocidad del flujo, la cual conlleva una disminución de la presión local. A la sección de máxima restricción del flujo (y, por tanto, mayor velocidad y menor presión) la llamaremos *vena contracta*, y la definiremos como punto *c*. Así mismo, llamamos *i* y *b* a dos puntos aguas arriba y aguas abajo del orificio, respectivamente (ver Figura 2.14).

En adelante, se considerará que el punto *i* está en una posición lo suficientemente alejada como para que la velocidad en ese punto sea despreciable

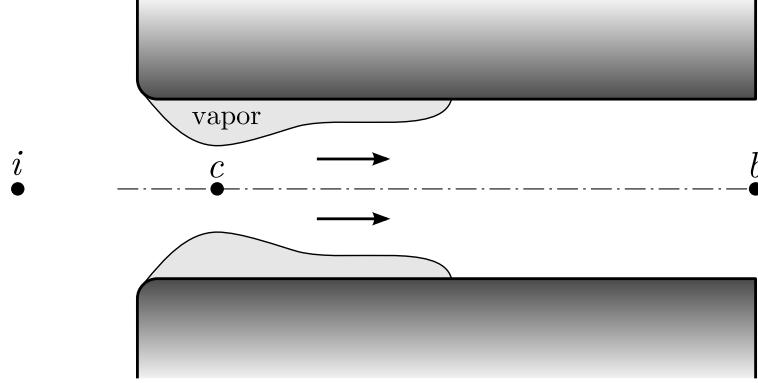


Figura 2.14: Esquema del fenómeno de la cavitación en una tobera axisimétrica.

respecto a las existentes en c y b . Igualmente, se asumirá que la zona de cavitación ocupa una fracción fija de la sección del orificio, de forma que la fracción del área transversal por la que pasa el fluido se definirá como $C_c = A_c/A_o$. Este coeficiente depende únicamente de la geometría de la tobera, y su valor mínimo se estima en 0.61 [108].

Por otro lado, suponiendo una velocidad constante y en dirección axial para la *vena contracta* en el punto c , u_c , además de una densidad igual a la del líquido, ρ_f , se puede determinar el flujo másico mediante las condiciones en este punto como:

$$\dot{m} = \rho_f A_c u_c \quad (2.14)$$

Adicionalmente, se puede asumir que no existen pérdidas en el flujo entre el punto i y el punto c , dando por hecho que debido al vapor no existen esfuerzos cortantes en la zona de la pared, lo cual es bastante próximo a la realidad. Debido a que en la sección del punto c , existe tanto fase vapor como líquida, se asume que la presión en el punto c es igual a la presión de vapor, p_{vap} . Con estas suposiciones, y aplicando la ecuación de Bernoulli entre los puntos i y c , se llega a la ecuación:

$$p_i = p_{vap} + \frac{1}{2} \rho_f u_c^2 \quad (2.15)$$

Combinando las ecuaciones (2.14) y (2.15), se obtiene:

$$\dot{m} = A_o C_c \sqrt{2 \rho_f (p_i - p_{vap})} \quad (2.16)$$

Esta expresión del flujo másico puede ser utilizada para obtener el coeficiente de descarga del flujo en condiciones cavitantes. Así, combinando las ecuaciones (2.16) y (2.8) se llega a la siguiente expresión para el coeficiente de descarga en términos de las presiones aguas arriba y abajo del orificio

$$C_d = C_c \sqrt{\frac{p_i - p_{vap}}{p_i - p_b}} \quad (2.17)$$

El cociente dentro de la raíz es una de las modalidades del parámetro adimensional conocido como número de cavitación, y que fue definido por Nurick como

$$K = \frac{p_i - p_{vap}}{p_i - p_b} \quad (2.18)$$

Teniendo en cuenta esta última definición el coeficiente de descarga queda como

$$C_d = C_c \sqrt{K} \quad (2.19)$$

Así, tal como se ve en la Figura 2.15, el coeficiente de descarga crece linealmente con la raíz del número de cavitación, tal como expresa la ecuación (2.19). Conforme K crece (es decir, aumenta la presión de descarga o disminuye la de inyección), las condiciones se hacen menos cavitantes, llegando a un punto en que la tendencia lineal se rompe, puesto que la cavitación desaparece en el orificio. Al valor de K para el cual se produce la transición entre un estado del flujo y otro se le conoce como número de cavitación crítico K_{crit} .

El número de cavitación crítico depende principalmente de la geometría del orificio. Macián *et al.* [70] realizaron un estudio en el que se investigó el K_{crit} variando parámetros geométricos como el radio de entrada, la convergencia del orificio y el diámetro. Como cabría esperar, según los resultados de Macián y otros, el aumento del radio de acuerdo y de la convergencia del orificio disminuyen el K_{crit} , previniendo la cavitación, mientras que el aumento del diámetro aumenta el K_{crit} . Algunos autores [70,80,83,84,103] también indican la dependencia del K_{crit} con la presión de inyección, o más generalmente con el número de Reynolds.

Tal como se ha visto en la sección 2.3.4, el coeficiente de descarga puede descomponerse para cualquier condición en su efecto sobre el área y la velocidad efectiva de salida del combustible (C_a y C_v , respectivamente). Payri *et al.* [82] tomaron medidas de tasa y cantidad de movimiento para una tobera cilíndrica y otra cónica con una permeabilidad similar. Así, vieron que mientras en condiciones de cavitación el flujo másico se colapsa, provocando el descenso

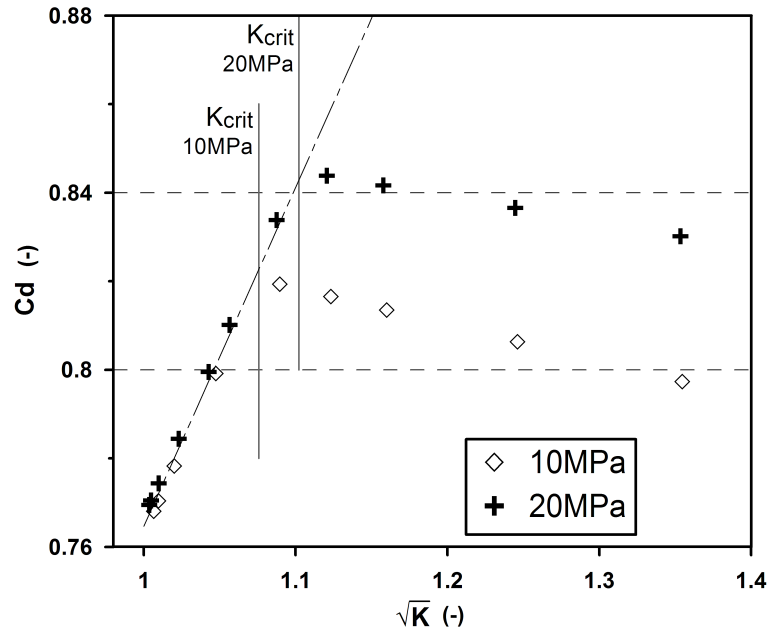


Figura 2.15: Evolución del coeficiente de descarga frente al número de cavitación K [83].

del coeficiente de descarga, el flujo de cantidad de movimiento se mantiene prácticamente igual para ambas toberas. De este hecho se puede desprender que la velocidad efectiva aumenta con la presencia de la cavitación (es decir, que el coeficiente de velocidad C_v aumenta). Esto se atribuye a la pérdida de fricción con las paredes ocasionada por la presencia de vapor alrededor de las mismas, lo que hace aumentar la velocidad del flujo, hecho ampliamente recogido en la literatura [19, 30, 31, 82, 85, 107]. Sin embargo, la presencia de vapor en el flujo hace que la sección efectiva de paso del combustible disminuya drásticamente, de forma que la disminución del coeficiente de área C_a supera el efecto del aumento de la velocidad efectiva, reduciéndose así el coeficiente de descarga, tal y como se ha visto previamente. Un resumen de la influencia que tiene la cavitación sobre los coeficientes adimensionales definitorios del flujo se muestra en la Figura 2.16.

Otro efecto de la cavitación en las condiciones del flujo a la salida del orificio recogido en la literatura es el aumento de la turbulencia [46, 98, 118]. En estos estudios se han realizado medidas de velocidad mediante LDV (velocimetría por láser Doppler), constatando el aumento de la turbulencia para condiciones de cavitación, así como la presencia de un perfil de velocidad más uniforme a la salida del orificio.

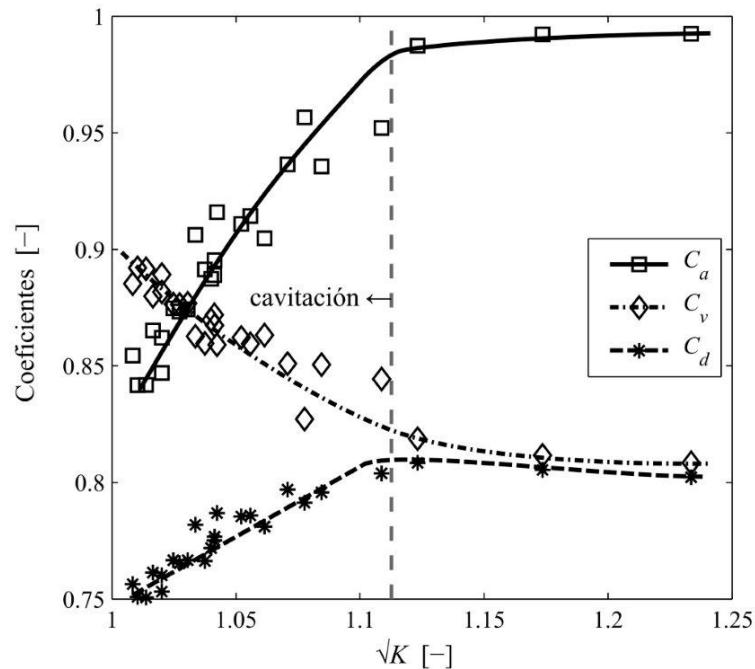


Figura 2.16: Evolución de los coeficientes adimensionales definitorios del flujo frente al número de cavitación K [83].

2.4.3. Modelado fluidodinámico de la cavitación

Como se ha visto en el apartado anterior, la presencia de cavitación en los orificios de las toberas de inyección diésel tiene una influencia notable en las características del flujo. Sin embargo, es difícil obtener información directa del comportamiento del flujo, puesto que la mayor parte de técnicas experimentales disponibles no pueden ser aplicadas en toberas reales de inyección, debido a su pequeño tamaño (diámetros menores de 0.2 mm). Es por ello que las técnicas de cálculo fluidodinámico se muestran como una herramienta útil para obtener información del comportamiento de la cavitación.

Actualmente existen numerosos modelos para la simulación de la cavitación en toberas de inyección. A continuación se describen las filosofías más habituales para el tratamiento de este tipo de flujos, junto con algunos de los modelos más representativos aparecidos en los últimos años para cada caso.

Modelos de dos fluidos o de seguimiento y captura de interfase En este tipo de aproximaciones la fase líquida y vapor se tratan separadamente, añadiendo

a las ecuaciones que describen el comportamiento de cada fase un término fuente adicional que simula el cambio de fase. Algunos ejemplos de este tipo de modelos son:

- Alajbegovic *et al.* [2, 43]. Este modelo tiene en cuenta la dinámica de las burbujas. El cambio de fase se simula mediante la ecuación de Rayleigh-Plesset linearizada. Para modelar el movimiento de la burbuja en el medio y las fuerzas de rozamiento y sustentación se asume una forma esférica de la misma. Debe darse el valor de la densidad de burbujas por metro cúbico, al igual que su radio inicial. Así mismo, el colapso de las burbujas será considerado como un término creador de turbulencia.
- Yuan y Schnerr [134]. Se resuelve la ecuación de transporte para la fase vapor, introduciéndose un término fuente basado en el crecimiento de las burbujas para simular el cambio de fase. Así pues, se mantiene un número fijo de burbujas que dependerá del combustible a ensayar, de forma que la fracción de vapor viene dada por el tamaño medio de estas burbujas, simulado por la ecuación de Rayleigh-Plesset.
- Gavaises *et al.* [4]. La fase vapor se simula en forma de pequeños grupos de burbujas, cuyo recorrido será seguido en cada instante mediante una descripción lagrangiana. Las burbujas de cada uno de estos grupos se asumirán como iguales en tamaño y propiedades.

En general, este tipo de modelos tienen la ventaja de que se simula la física de las burbujas de cavitación, de forma que se puede obtener información de su dinámica a lo largo de la longitud del orificio. Sin embargo, contemplar la cavitación en forma de burbujas esféricas puede no ser apropiado a tenor de lo visto experimentalmente para geometrías a escala real (ver sección 2.4.1), por lo que la distribución de la cavitación predicha por el modelo puede no ser del todo adecuada [74]. Esto es especialmente importante para condiciones de cavitación intensa, donde los gradientes de velocidad y presión producido son muy grandes [34].

Modelos de mezcla. El flujo se considera como un fluido homogéneo con propiedades intermedias entre las del líquido y las del vapor, por lo que en este tipo de modelos la interfase gas-líquido no se simula. Las propiedades de la mezcla se calculan en cada celda en base a la fracción másica de vapor. Algunos ejemplos son:

- Schmidt *et al.* [106]. Incorpora una ecuación de estado barotrópica, siendo uno de los primeros modelos en incluir los efectos de la compresibilidad de ambas fases. De esta manera, el modelo es capaz de simular los efectos de ondas de presión. El modelo está realizado para flujo laminar, si bien se puede justificar en parte su uso debido a que la influencia de la cavitación sobre el flujo es mayor que la de la turbulencia.
- Dumont [33]. Hizo una modificación del modelo propuesto por Schmidt, incluyendo principalmente la utilización de condiciones de contorno no reflectivas (NRBC). Este tipo de condiciones de contorno sirven para mejorar el tratamiento de la propagación de las ondas de alta presión en la salida del orificio.
- Srinivasan *et al.* [120]. En este modelo, la compresibilidad de la mezcla se calcula mediante la ecuación de estado de Wallis [127], en lugar de la utilizada por Schmidt. Además, este modelo también incluye las condiciones de contorno no reflectivas (NRBC), al igual que el de Dumont.
- Kärholm *et al.* [61]. Hicieron a su vez una modificación del modelo propuesto por Schmidt. En particular, cambiaron la manera en que se resuelve la ecuación de estado, haciendo que el cálculo sea más estable a la hora de resolver el flujo bifásico a alta velocidad. Además, este modelo permite la interacción con modelos de turbulencia tipo LES (*Large Eddy Simulation*). Este modelo se encuentra actualmente disponible en el código OpenFOAM.
- Salvador *et al.* [102]. Toman el modelo de Kärholm y realizan una optimización de los esquemas de cálculo utilizados para resolver las ecuaciones del flujo, aumentando la estabilidad del cálculo en condiciones de inyección reales. Así mismo, validan el modelo a partir de ensayos experimentales realizados con toberas tanto mono-orificio como comerciales.
- Ning *et al.* [77]. Su principal aportación consiste en acoplar un modelo de mezcla homogénea similar a los vistos anteriormente con un modelo de atomización primaria conocido como ELSA (*Eulerian-Lagrangian Spray and Atomization*). Este acoplamiento permite estudiar el efecto que tiene la cavitación sobre los parámetros del flujo a la salida, y éstos a su vez en el proceso de atomización y el comportamiento del chorro en las cercanías de la tobera de inyección.

En general, los modelos que simulan el cambio de fase a partir de una ecuación barotrópica son considerados a día de hoy como lo más adecuados para estudiar la cavitación en toberas de inyección diésel, debido a las altas velocidades presentes en el flujo en condiciones de funcionamiento real. En este sentido,

la ecuación de Rayleigh-Plesset no se muestra como la solución más apropiada, ya que se basan en el valor inicial de la densidad de burbujas introducido para compensar el hecho de que el tiempo medio de residencia de las burbujas a altas velocidades es menor que el necesario para su crecimiento. Además, considera como importantes factores como la difusión del gas y la coalescencia de burbujas, que pueden ser considerados despreciables a altas velocidades. Sin embargo, la hipótesis de mezcla homogénea no reproduce fielmente la física del problema, además de no dar información local del comportamiento de la fase vapor.

Además de los dos tipos de modelos previamente descritos, que son los más abundantes en la literatura, existen otras posibilidades para modelizar la cavitación. Por ejemplo, Vortmann *et al.* [125] han desarrollado un modelo de cavitación basado en la energía libre de Gibbs.

2.5. El proceso de atomización

Para que dé comienzo el proceso de combustión, el combustible debe mezclarse con el aire presente en la cámara y evaporarse una vez que abandona la tobera de inyección. Para tal fin, el primer paso consistirá en pasar de una columna de líquido a un chorro formado por gotas lo más pequeñas posible, de forma que el proceso de evaporación sea más eficiente y el combustible se encuentre siempre rodeado de aire. Al proceso de disgregación del chorro en gotas se le conoce como atomización, y ha sido ampliamente estudiado a lo largo de décadas para distintas aplicaciones [34, 35, 48, 52, 65, 94, 113, 132].

Desde que sale del orificio, el líquido se encuentra bajo la acción conjunta de fuerzas de cohesión, que tratan de mantenerlo en equilibrio, y fuerzas disruptivas, cuyo efecto trata de producir perturbaciones en su estructura. Si estas últimas llegan a superar en intensidad a las fuerzas cohesivas, se generan oscilaciones en la superficie del chorro que crecen hasta provocar la ruptura del mismo. A este primer proceso se le conoce como atomización primaria. Posteriormente, si las gotas producidas son lo suficientemente grandes, el balance entre fuerzas cohesivas y disruptivas seguirá estando desequilibrado. Entonces, se produce una segunda ruptura de estas gotas, hasta alcanzar un tamaño suficiente como para alcanzar el equilibrio. Este segundo proceso se denomina atomización secundaria.

En el presente apartado se estudiarán las diferentes formas en que puede producirse la atomización primaria, así como los diferentes mecanismos que la inducen.

2.5.1. Regímenes de atomización

Desde hace años se ha observado que el modo en que se produce la atomización primaria depende de las condiciones con que el líquido es inyectado. En particular, Reitz y Bracco [94], en base a una serie de estudios experimentales, hicieron un análisis de este fenómeno, encontrando cuatro regímenes distintos en los que se produce la atomización:

- Régimen de Rayleigh. Este régimen se da para bajas velocidades de inyección. En este caso, las pequeñas perturbaciones que se producen inicialmente en la superficie del chorro crecen por el efecto de la tensión superficial hasta provocar la ruptura del chorro. Las gotas así generadas son de tamaño uniforme y mayor al diámetro de salida del orificio.
- Primer régimen inducido por interacción aerodinámica. El efecto de la tensión superficial se ve incrementado como consecuencia de la velocidad relativa entre el líquido y el gas de la cámara de descarga. Así, las primeras oscilaciones generadas se amplían y facilitan la ruptura del chorro. Para velocidades altas, las fuerzas aerodinámicas cobran más importancia, llegando a oscilar el chorro respecto a su eje de simetría de forma helicoidal. La atomización se produce lejos del orificio de descarga, al igual que ocurre en el régimen de Rayleigh. Las gotas generadas tienen un diámetro similar al del orificio de salida.
- Segundo régimen inducido por interacción aerodinámica. Se produce un crecimiento inestable de las oscilaciones de baja longitud de onda generadas a la salida del orificio. En este régimen, el proceso de atomización es mucho más eficiente, produciéndose a distancias más cercanas a la tobera, y generando gotas de menor diámetro (del orden de la longitud de onda de las oscilaciones iniciales).
- Régimen de atomización. El chorro se rompe completamente en las cercanías del orificio (tanto más cerca cuanto mayor es la velocidad de inyección). En este caso, las gotas tienen un diámetro mucho menor al del orificio de salida.

Un esquema de la estructura del chorro para cada uno de estos regímenes de atomización se muestra en la Figura 2.17.

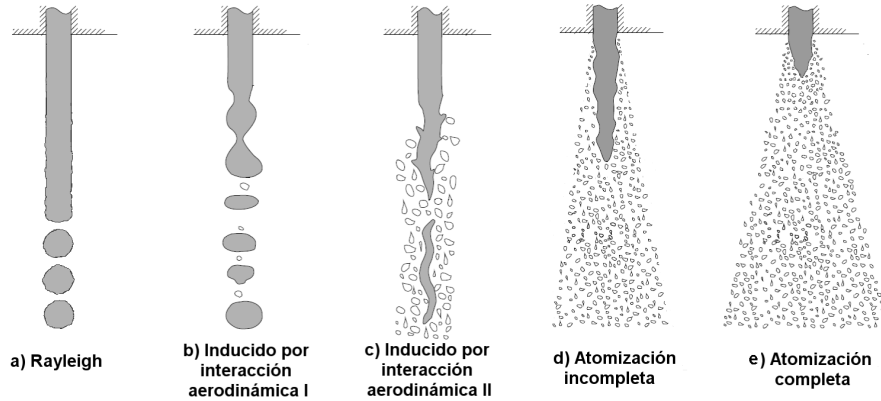


Figura 2.17: Esquema de la estructura del chorro para los distintos regímenes de atomización.

2.5.2. Análisis dimensional del proceso de atomización

En base a la información existente en la bibliografía se puede ver que los parámetros que afectan de forma más significativa a la atomización son los siguientes:

- Densidad del aire, ρ_a [kg/m^3].
- Densidad del combustible, ρ_f [kg/m^3].
- Velocidad de inyección o velocidad relativa entre el combustible y el aire, u_{ef} [m/s].
- Diámetro efectivo del orificio, D_{ef} [m^2].
- Viscosidad del combustible, μ_f [kg/ms].
- Tensión superficial del combustible, σ [kg/s^2].

Como se puede apreciar, hay un total de seis parámetros que contienen tres magnitudes fundamentales (longitud, masa y tiempo). Por lo tanto, según el teorema Pi de Buckingham la influencia de todos estos parámetros sobre la atomización puede simplificarse a través de la utilización de tres grupos adimensionales. En términos generales, los grupos adimensionales más utilizados

en la bibliografía son el cociente de densidades ρ_a/ρ_f , el número de Reynolds y uno de los tres siguientes:

$$Oh = \frac{\mu_f}{\sqrt{\rho_f \sigma D_o}} \quad (2.20)$$

$$We = \frac{\rho U^2 D_o}{\sigma} \quad (2.21)$$

$$Ta = \frac{\rho_L}{\rho_G} \left(\frac{Re}{We_L} \right)^2 \quad (2.22)$$

que son los números de Ohnesorge, Webber y Taylor, respectivamente.

En distintos trabajos existentes en la bibliografía se ha tratado de relacionar la eficiencia del proceso de atomización con estos números adimensionales. Por ejemplo, Reitz y Bracco [94] trataron de establecer las fronteras de los distintos regímenes de atomización antes descritos en función del cociente de densidades, el número de Reynolds y el número de Ohnesorge, según puede observarse en la Figura 2.18.

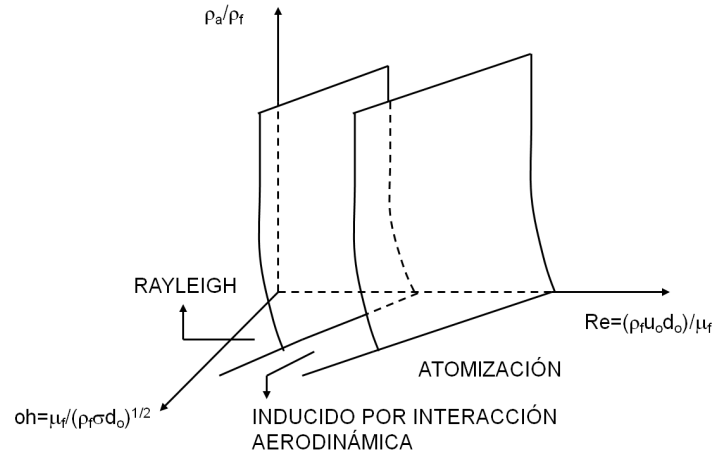


Figura 2.18: Esquema tridimensional que representa los regímenes de atomización de un chorro según Reitz y Bracco [94].

Según este esquema cualitativo, se puede ver que el cociente de densidades influye sobre todo a bajos valores de la densidad del aire, mientras que los planos que separan los distintos regímenes se vuelven prácticamente verticales

cuando la densidad aumenta. Por este motivo es habitual representar estas transiciones sólo en función de los números de Reynolds y Ohnesorge, tal como se ve en la Figura 2.19.

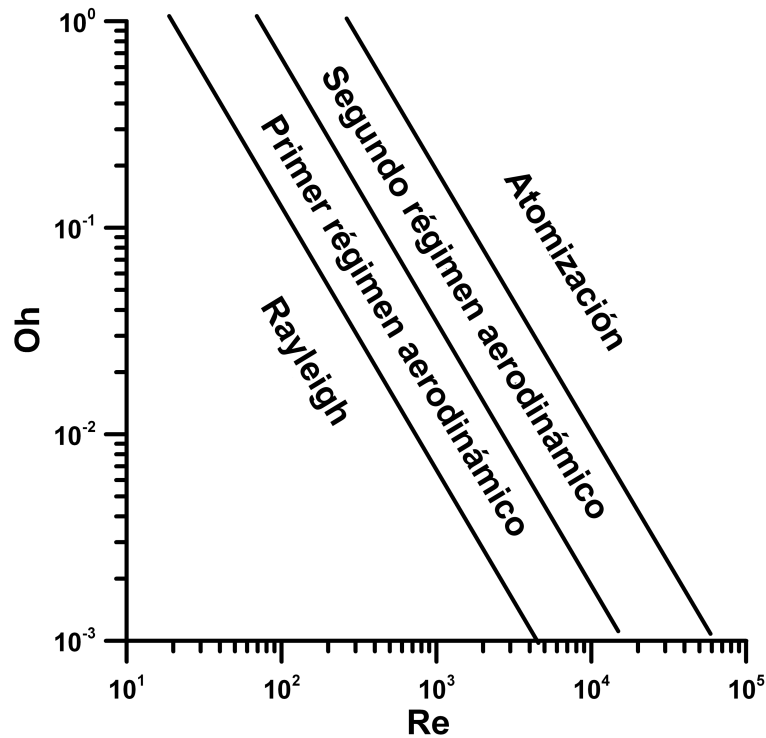


Figura 2.19: Regímenes de atomización de un chorro según Reitz y Bracco [94].

La cuantificación de estas fronteras existentes entre unos regímenes y otros ha sido motivo de estudio durante décadas. En la tabla 2.3 se muestra un resumen de algunos de los criterios existentes para modelar la transición entre los distintos regímenes de atomización, donde We_G y We_L son los números de Webber para el gas de descarga y el líquido inyectado, respectivamente. En esta tabla, Reitz propone una expresión para caracterizar el tránsito al régimen de atomización completa [35]. En ésta, el parámetro A se obtiene a partir del ángulo de chorro a la salida, que debe ser determinado experimentalmente. De esta forma, se tienen en cuenta las características de la tobera y del flujo en su interior, que han mostrado ser muy determinantes a la hora de estudiar la atomización de flujos a altos números de Webber [94].

Tabla 2.3: Resumen de criterios para distinguir entre los distintos regímenes de atomización.

Regímenes	Expresión	Autor
A-B	$We_G = 0.4$	Ranz [92]
	$We_G = 1.2 + 3.41Oh^{0.9}$	Sterling y Sleicher [121]
B-C	$We_G = 13$	Ranz [92]
C-D	$We_G = 40.3$	Miesse [72]
	$\frac{\rho_G}{\rho_L} = \frac{\sqrt{A}-1.15}{744} f(Ta)^{-2}$	Reitz [35]
	$f(Ta) = \frac{\sqrt{3}}{6} [1 - \exp(-10Ta)]$	

A-Rayleigh

B-Primer régimen aerodinámico

C-Segundo régimen aerodinámico

D-Atomización

Cabe destacar que, si bien los mecanismos de atomización en chorros con bajo número de Webber (régimen de Rayleigh y primer régimen inducido por interacción aerodinámica) son bastante conocidos, todavía no existe una teoría uniforme sobre las causas de la atomización en chorros a altos números de Webber. De hecho, se asume que en estos casos la atomización sea consecuencia de la suma de diversos efectos que serán descritos a continuación, si bien no se puede establecer el grado de influencia de cada uno.

2.5.3. Influencia de la velocidad de inyección

Tal como se ha visto hasta este momento, del régimen de atomización en que se encuentre el chorro van a depender tanto el diámetro de las gotas originadas como la longitud a la que se produce la rotura del chorro (*break-up length*, L_b). Esta longitud depende, entre otros factores, de la velocidad de salida del líquido, según se ve en la Figura 2.20.

Como se puede apreciar, el comportamiento de la longitud de rotura con la velocidad de salida varía a lo largo de la curva. Lefèbvre [65] asocia estos tramos a las características más o menos turbulentas del flujo a la salida del orificio. En efecto, la influencia de la turbulencia en el proceso de atomización ha sido estudiada por varios autores [71, 110, 121]. Según estos estudios, si el flujo se encuentra en condiciones laminares y es inyectado sobre una atmósfera con poco o nulo movimiento de aire, el chorro no se mostraría perturbado al comienzo, hasta que la combinación de la acción de las fuerzas de rozamiento y la tensión superficial acabarían por provocar su disgregación. Esto se correspondería con un régimen de Rayleigh, según lo visto anteriormente.

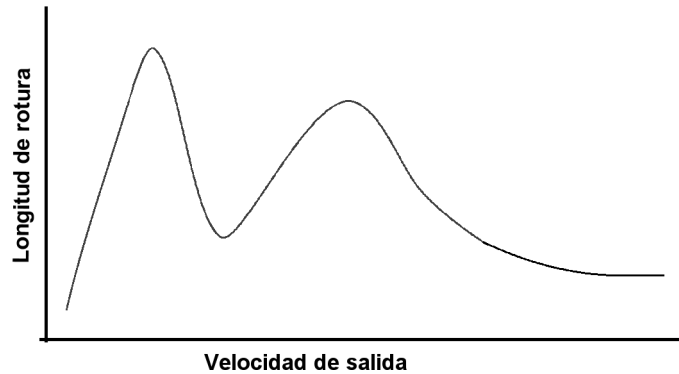


Figura 2.20: Evolución de la longitud de rotura en función de la velocidad del chorro.

En cambio, si el flujo es totalmente turbulento las componentes radiales de la velocidad en el chorro producen una rápida perturbación de la interfase entre el líquido y el gas, iniciándose el proceso de atomización en las cercanías de la tobera. De esta forma, no es necesaria la acción de fuerzas aerodinámicas para que se produzca la rotura del chorro, si bien éstas pueden tener un efecto no despreciable en el fenómeno.

Por último, en el caso de un flujo semi-turbulento se forma una película anular de características semejantes a las laminares. Esta película retrasaría el efecto de la turbulencia en las perturbaciones de la interfase líquido-aire vista anteriormente, de forma que la rotura del chorro ocurriría en zonas más alejadas del orificio de salida, una vez que la película laminar desaparece por el efecto de su interacción con la zona turbulenta.

Otro aspecto que se ha visto como uno de los posibles factores que inducen la atomización es la reorganización del perfil de velocidad a la salida del orificio. Los esfuerzos viscosos generados por la presencia de la pared del orificio desaparecen y el combustible cercano a la vena líquida se acelera, produciendo inestabilidades en la superficie del chorro.

2.5.4. Otros mecanismos de atomización

Además del efecto de la velocidad de inyección y la turbulencia del flujo, existen otros efectos que pueden influir bajo determinadas condiciones en el proceso de atomización.

Interacción aerodinámica. Una vez que se ha generado una perturbación inestable en la interfase líquido-gas de descarga, la velocidad relativa entre ambos fluidos produce esfuerzos cortantes que pueden provocar su crecimiento. En ese caso, el mecanismo que controla el segundo régimen inducido por interacción aerodinámica se reproduce: las inestabilidades de las ondas de alta frecuencia presentes en la superficie de la vena, causadas por variaciones locales de presión en el gas y el líquido, forman finos ligamentos. El diámetro de la vena líquida va disminuyendo a medida que se aleja del inyector debido a esta pérdida de líquido. Los ligamentos se rompen por la acción de las fuerzas de tensión superficial y/o de la interacción aerodinámica con el gas ambiente. Este mecanismo ha sido estudiado teóricamente por autores como Reitz y Bracco [94] o Ruiz [99], basándose principalmente en el análisis lineal de Taylor [95–97]. Para velocidades de inyección relativamente bajas, cerca del segundo régimen inducido por interacción aerodinámica, este análisis lineal concuerda bien con los resultados experimentales. Sin embargo, a medida que va aumentando la velocidad de inyección, la tasa de atomización y el ángulo de apertura del chorro calculados son menores, poniendo de manifiesto que existen entonces otros efectos importantes que favorecen el proceso de atomización. Además, la teoría aerodinámica no considera la influencia de la geometría del orificio que tiene un efecto muy importante en el caso de la inyección diésel. En consecuencia no es posible explicar el fenómeno de atomización de un chorro diésel únicamente por el análisis lineal de las inestabilidades en la superficie de la vena líquida.

Cavitación. La influencia de la cavitación sobre el proceso de atomización puede ser de dos tipos: por un lado, la aparición de cavitación provoca un incremento de la turbulencia que, como se ha visto, incrementa la atomización. Por otra parte, la presencia de burbujas de vapor en el combustible hace que ya en la salida del orificio estemos en presencia de un flujo bifásico. Las discontinuidades en el líquido facilitan la división del chorro en ligamentos y en gotas. Además, si las burbujas colapsan en interior de la vena líquida, los esfuerzos producidos aumentarán la rotura de la vena líquida.

Este hecho lo atestiguan numerosos estudios [17, 55, 80, 103]. Por ejemplo Blessing [17], realizó un interesante estudio con tres toberas transparentes a tamaño real: una divergente y cavitante (k -factor = -2.5), una cilíndrica también cavitante (k -factor = 0) y otra convergente y no cavitante (k -factor = 2.5), en el cual obtuvo imágenes tanto del flujo interior en el orificio como de los primeros milímetros del chorro, ver Figura 2.21. Como se puede observar en estas imágenes, la aparición de cavitación provoca un mayor ángulo de apertura del chorro como fruto de la mejor atomización.

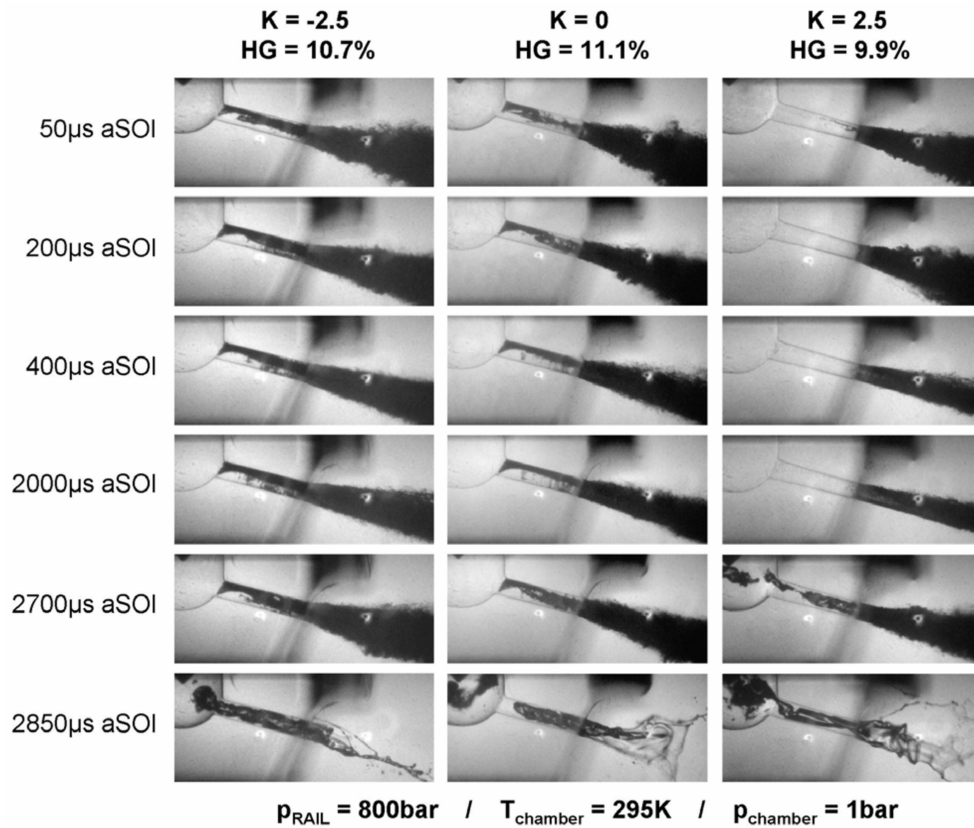


Figura 2.21: Imágenes simultáneas de cavitación en orificios de inyección en tobera transparente de tamaño real y el chorro producido ($p_i = 80$ MPa, $p_b = 0.1$ MPa) [17].

2.5.5. Estudios experimentales más relevantes

Debido a las altas presiones utilizadas en el caso de la inyección diésel, este tipo de chorros suelen encontrarse habitualmente en condiciones de altos números de Webber. Como ya se ha expresado anteriormente, el estudio de la atomización en este tipo de chorros aún presenta diversas incertidumbres, dado que no se conoce con precisión en qué medida actúa cada uno de los mecanismos vistos anteriormente. Por ese motivo, este tipo de chorros sigue siendo objeto de análisis actualmente.

Una forma de reproducir condiciones de alto número de Webber y alto Reynolds consiste en utilizar toberas de un diámetro relativamente alto (del orden del milímetro). Faeth *et al.* [36] han llevado a cabo estudios sobre atomización

con este tipo de geometrías, cubriendo un rango de número de Reynolds entre 5600 y 780000, con un número de Weber para la fase gaseosa entre 12 y 3790. De esta manera se abarcan tanto el segundo régimen inducido por interacción aerodinámica como el régimen de atomización completa, según lo visto en la tabla 2.3. En sus experimentos utilizan una serie de técnicas ópticas, de forma que se obtiene información tanto sobre la propia geometría de la superficie del chorro como de la velocidad y el diámetro de las gotas obtenidas. De sus resultados se desprende una influencia sustancial del cociente ρ_f/ρ_a en el proceso de atomización. En particular, para valores de este cociente superiores a 500 (realistas para la inyección a presiones de descarga del orden de la atmosférica), Faeth *et al.* vieron que no existía influencia de las fuerzas aerodinámicas, de forma que la propia vorticidad del flujo inducida por la geometría interna del inyector era el mecanismo principal para la atomización. Sin embargo, para condiciones en las que $\rho_f/\rho_a < 500$ los efectos aerodinámicos aparecen como un factor no despreciable en la atomización. Además, también observaron que la atomización primaria no comenzaba justo a la salida del orificio ni siquiera para condiciones turbulentas completamente desarrolladas.

Sallam *et al.* [101] hicieron un estudio similar, pero centrándose en la rotura del chorro completo en lugar de sólo en la superficie del mismo. En sus ensayos vieron que el modo en que se producía la atomización dependía principalmente del grado de desarrollo del flujo turbulento en el interior del orificio de descarga. Para las condiciones más turbulentas observaron que se producían dos tipos de estructuras diferentes en función de la geometría y las condiciones de inyección: en el primero de ellos, el chorro se descomponía formando estructuras tipo bolsa (Figura 2.22.a), que acababan rompiéndose en gotas de pequeño tamaño; en el segundo caso, se forman ligamentos de forma caótica por esfuerzos de cizalladura (Figura 2.22.b). En ambos casos la influencia de los efectos aerodinámicos en el proceso de rotura del chorro es apreciable.

Hiroyasu [48] realizó un estudio experimental sobre la atomización tanto en toberas a gran escala como en orificios a escala más realista, cubriendo un rango de entre 0.1 y 3 mm. Se caracteriza el proceso de atomización mediante la longitud de rotura del chorro, obtenida a través de la medición de la impedancia eléctrica entre la tobera y un detector de hilo fino colocado aguas abajo. Adicionalmente, se realizan ensayos de visualización tanto del chorro como de la cavitación en el interior de orificios transparentes. De estos experimentos se desprende la existencia de un tramo de chorro continuo (es decir, no atomizado) para cualquiera de las condiciones de ensayo contempladas. Así mismo, se observa que esta longitud de rotura decrece con la aparición de la cavitación. Sin embargo, cuando aparece el fenómeno del *hydraulic flip* [115],

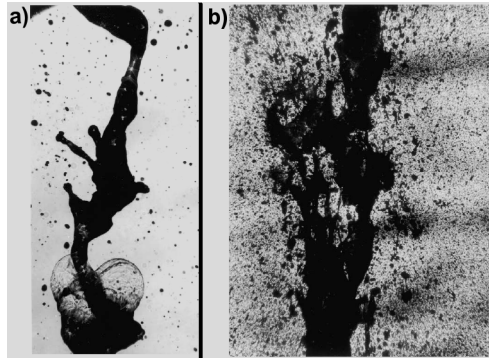


Figura 2.22: Imágenes de atomización de chorros a altos números de Weber. a) Atomización tipo bolsa ($D_o = 4.8$ mm, $Re = 129000$, $We_L = 33100$); b) Atomización por ligamentos ($D_o = 4.8$ mm, $Re = 97100$, $We_L = 271000$) [101].

se produce un empeoramiento notable de la atomización, provocando mayores longitudes de rotura.

Yon [133] hizo un estudio de visualización del chorro en sus primeros milímetros. Para ello acopló dos tipos de visualización: por ombroscopía, donde el chorro se sitúa en una posición intermedia entre la fuente de luz y la cámara, de forma que ésta percibe la sombra creada por el chorro; y por *scattering*, utilizando para ello una lámina láser de pequeño espesor (~ 0.05 mm), permitiendo así la detección de las estructuras más complejas formadas en la superficie del chorro. Yon propone que el chorro en esta zona (hasta aproximadamente 1 mm desde el orificio de salida) está compuesto por una fase líquida continua rodeada por una fase dispersa. Según este modelo, la fase continua muestra una forma cónica que se explica de forma adecuada con un análisis aerodinámico del fenómeno; en cambio, la fase dispersa muestra una cierta concavidad en las cercanías del orificio, tanto más importante cuanto menor es la presión de inyección. Además, de su estudio se desprende la presencia de burbujas de cavitación en la periferia de la fase líquida bajo determinadas condiciones.

Blaisot y Yon [16] han desarrollado una técnica de visualización que permite caracterizar la geometría de las gotas presentes en superficie del chorro. Según este estudio, las primeras estructuras se generan en forma de ligamentos. Sin embargo, conforme la posición de medida se aleja del orificio de salida, las estructuras detectadas van tomando una forma cada vez más esférica. En cualquier caso, todos los tipos de estructuras detectados muestran una anchura similar de en torno a $5\mu\text{m}$.

Una técnica que ha mostrado su utilidad a la hora de estudiar la estructura del chorro en la zona cercana al orificio es la visualización balística o *ballistic imaging* [15,67,68]. Mientras que otras técnicas tratan de capturar información de la luz reflejada por el chorro (técnicas por *scattering*) o de la sombra del mismo (utilizando iluminación trasera), en esta técnica se detecta la pequeña cantidad de fotones que pasan directamente a través del chorro. De esta forma, la estructura formada por el chorro se refleja de forma más fidedigna sobre la imagen, pudiendo obtener una mayor cantidad de detalles de la misma. Utilizando esta técnica, Linne *et al.* [67, 68] han detectado la presencia de estructuras periódicas en el contorno del chorro, generadas poco después de su salida.

Las técnicas de visualización utilizadas en la mayor parte de los estudios disponibles en la bibliografía dan información relevante acerca de la estructura externa del chorro (es decir, de la interfase entre el combustible líquido y el gas presente en la cámara de descarga). Sin embargo, los detalles internos del chorro resultan más difíciles de medir, especialmente en la zona cercana a la tobera. Una de las pocas técnicas que se han mostrado útiles para analizar la estructura interna del chorro en campo próximo es la absorción de rayos-x (*x-ray absorption*). Esta técnica ha permitido obtener información sobre la distribución másica del combustible a través de la medición de la energía absorbida por el chorro ante un haz de rayos-x enviado de forma perpendicular a él [57,91,124]. Utilizando esta técnica, Yue *et al.* [135] han observado que la estructura interna del chorro se muestra perturbada desde su salida del orificio. Así mismo, Kastengren *et al.* [58] han visto cómo la anchura del chorro se escala con la raíz de la relación entre la densidad del aire y la del líquido, lo que habla de la importancia de los efectos aerodinámicos en el comportamiento del chorro en campo próximo.

2.6. Características del chorro diésel

En la sección anterior se ha analizado el comportamiento en las cercanías del orificio de salida, donde tiene lugar el proceso de atomización primaria. Sin embargo, es importante conocer también la forma en la que el combustible se distribuye en la cámara, mezclándose con el gas existente a su alrededor, hasta alcanzar las condiciones necesarias para su combustión. Con este fin, numerosos estudios existentes en la bibliografía han tratado de caracterizar tanto la morfología externa del chorro (principalmente la penetración y el ángulo de apertura) como otros parámetros que cuantifican el comportamiento del chorro de forma más local (velocidad, concentración, diámetro de gotas).

Así pues, a continuación se mostrará un resumen de los estudios más relevantes en este campo, prestando especial atención a las investigaciones que tratan sobre la relación existente entre la geometría de las toberas de inyección y las características del mismo.

2.6.1. Parámetros macroscópicos

Desde un punto de vista macroscópico, el chorro muestra dos zonas bien diferenciadas (ver Figura 2.23): una primera zona estacionaria, que ocupa aproximadamente el 70 % de la longitud del chorro, y donde éste muestra un aspecto básicamente cónico; y otra zona transitoria, situada en el frente del chorro y de forma semi-elíptica, debido a la interacción aerodinámica con el gas existente en la cámara de descarga. Dada esta estructura, hay dos parámetros básicos que definen la geometría del chorro en cualquier instante: el ángulo de apertura (θ) y la penetración del frente del chorro (S).

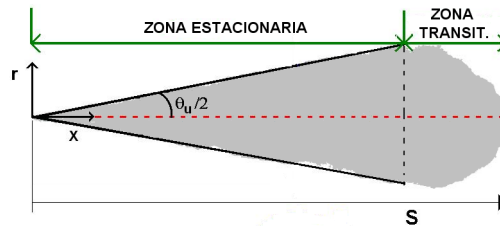


Figura 2.23: Estructura macroscópica de un chorro diésel.

Ángulo de apertura del chorro

Se suele definir como el ángulo formado por dos rectas que delimitan el contorno de la zona estacionaria del chorro y se cruzan en el orificio de salida. Una vez iniciada la atomización del chorro, y pasado un cierto período transitorio, este ángulo se mantiene constante a lo largo del proceso de inyección. Este parámetro resulta de vital importancia como estimador de la eficacia del proceso de mezcla aire-combustible. Por este motivo, numerosos autores han tratado de estudiarlo e identificar de qué manera le afectan las distintas variables involucradas en el proceso de inyección.

Uno de los primeros autores que trataron de estudiar el ángulo de apertura de un chorro diésel fue Ranz [92], obteniendo la siguiente expresión:

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{4\pi}{A} \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_a}} F_t \left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \frac{\sigma^2}{\mu_f^2 U_o^2} \right) \quad (2.23)$$

En esta expresión, F_t es una función obtenida de forma analítica por Taylor, que toma un valor límite de 0.288 en condiciones reales de inyección. Por otro lado, A es una constante que debe ser ajustada en función de la geometría del orificio. La presencia del cociente de densidades muestra la clara influencia de los fenómenos aerodinámicos en la apertura del chorro.

Wu *et al.* [131] validaron experimentalmente la expresión obtenida por Ranz, si bien no pudieron establecer una clara relación entre el valor de la constante A y la geometría del orificio.

Reitz y Bracco [93] desarrollaron un amplio estudio experimental con diversos tipos de geometría de tobera. En este estudio vieron que la ecuación dada por Ranz daba un ajuste adecuado a los datos experimentales, una vez fijado el valor de la constante A . Así mismo, para el caso de toberas con entrada recta, vieron que el valor de A se ajustaba a la expresión

$$A = 3 + \frac{L/D_o}{3.6} \quad (2.24)$$

Sin embargo, para geometrías de tobera más complejas el valor de la constante mostraba una gran variabilidad, de forma que resultaba difícil establecer una relación directa con los parámetros geométricos.

Hiroyasu y Arai [49], en base a sus ensayos experimentales, propusieron la siguiente correlación para el cálculo del ángulo de apertura en toberas de tipo minisaco:

$$\theta = 83.5 \left(\frac{L}{D_o} \right)^{-0.022} \left(\frac{D_o}{D_s} \right)^{0.15} \left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \right)^{0.26} \quad (2.25)$$

Donde D_s es el diámetro del saco del inyector.

Otros estudios experimentales en los que se utilizan toberas con una geometría más similar a las toberas de inyección reales, como los desarrollados por Naber y Siebers [75], Desantes *et al.* [25] o Delacourt *et al.* [23], muestran una influencia de la relación de densidades igualmente importante, si bien algo más baja (entre 0.17 y 0.2). Sin embargo, parámetros como la presión de inyección

o la viscosidad del combustible han mostrado ser prácticamente despreciables a la hora de estudiar el ángulo de apertura.

Kampmann *et al.* [55] trataron de estudiar la influencia que tenía el nivel de hidroerosión en el ángulo del chorro para toberas de tipo VCO. De este estudio se desprende que, en términos generales, las toberas con mayor nivel de hidroerosión (es decir, radios de acuerdo en el orificio de entrada mayores) muestran un ángulo más pequeño. Además, la dispersión en los valores de ángulo medidos era también mayor para las toberas con menor nivel de hidroerosión.

Además, recientemente se ha visto que la presencia de cavitación en el interior del orificio tiene una influencia decisiva en el valor del ángulo del chorro, debido a su efecto sobre el proceso de atomización primaria. En este sentido, Salvador [103] hizo un estudio donde se comparaba el ángulo de chorro para dos toberas, una cilíndrica y otra cónica. Así, vio como mientras la tobera cilíndrica se encontraba en condiciones no cavitantes, el ángulo dado por ambas era similar. Sin embargo, en el momento en el que la tobera cilíndrica comenzaba a cavitarse, ésta mostraba un ángulo de apertura sensiblemente mayor al de la cónica. Un resultado similar ha sido visto por Sou *et al.* [117] mediante la visualización simultánea del flujo interno y el chorro, viendo como la llegada de cavitación al orificio de salida genera una perturbación en la superficie del chorro, haciendo que su ángulo aumente. Así mismo, Andriotis y Gavaises [3] han relacionado la presencia de cavitación de vórtices o *string cavitation* con un aumento del ángulo.

Como se puede ver, los diversos estudios existentes en la bibliografía muestran que el ángulo de apertura de un chorro diésel depende, fundamentalmente, de la geometría del inyector, del cociente entre la densidad del gas de descarga y la del combustible y de la presencia de cavitación en el interior del orificio. Sin embargo, existen discrepancias a la hora de cuantificar estos efectos. En parte, estas discrepancias pueden deberse a las propias incertidumbres asociadas a la determinación del ángulo generalmente obtenido por visualización del chorro. Así, el valor del ángulo es considerablemente sensible a aspectos como la técnica de visualización utilizada, la calidad de la iluminación o el procesado de las imágenes obtenidas.

Penetración

El estudio de la penetración del frente del chorro es importante tanto por su influencia en el proceso de mezcla como para caracterizar el posible choque

del combustible contra la pared del pistón. Por ello, son abundantes los estudios que cuantifican este parámetro.

Hay y Jones [45] y Dent [24] realizaron una revisión exhaustiva de la mayoría de las correlaciones disponibles en ese momento para la penetración de un chorro libre en condiciones estacionarias. De estas investigaciones se deduce que los factores de los que depende principalmente la penetración son:

- La cantidad de movimiento con la que el combustible es inyectado. De esta manera, los chorros con mayor cantidad de movimiento muestran una mayor velocidad de penetración en la cámara. Sin embargo, el flujo de cantidad de movimiento es un parámetro habitualmente difícil de medir. Por este motivo, su efecto en las correlaciones suele tenerse en cuenta incluyendo parámetros como el diámetro del orificio, la densidad del combustible o la diferencia entre la presión de inyección y la de descarga.
- La densidad en la cámara de descarga. A mayor densidad, mayores serán los efectos aerodinámicos que tienden a frenar el avance del chorro en la cámara
- El tiempo transcurrido desde el comienzo de la inyección. En particular, las investigaciones anteriores muestran que la penetración avanza de forma proporcional a la raíz cuadrada del tiempo.

Haciendo un análisis dimensional en base a estos parámetros, se puede ver que la penetración del chorro cumple una expresión como la que se muestra a continuación:

$$S \propto \rho_a^{-1/4} \Delta p^{1/4} D_o^{1/2} t^{1/2} \quad (2.26)$$

De hecho, las correlaciones existentes en la bibliografía muestran exponentes muy parecidos a los descritos en la expresión anterior, si bien se diferencian en el valor de la constante de proporcionalidad. Algunos ejemplos para el valor de la constante se muestra en la tabla 2.4.

Las correlaciones anteriores presentan la ventaja de estar referidas a parámetros fácilmente medibles y controlables (fundamentalmente la diferencia entre la presión de inyección y la de descarga, que marca la velocidad de salida del combustible). Sin embargo, como se ha descrito previamente, un análisis más riguroso desde un punto de vista físico de la dinámica de chorros muestra la dependencia con el flujo de cantidad de movimiento con que el combustible es inyectado, el cual proporciona una información más completa de las

Tabla 2.4: Valores de la constante de proporcionalidad en las correlaciones para la penetración del chorro, según la expresión 2.26.

Autor	Expresión
Wakuri [126]	$\frac{(2 C_d^3)^{1/4}}{(\tan \theta/2)^{1/2}}$
Dent [24]	$3.33 C_d^{0.5} \left(\frac{295}{T}\right)$
Hiroyasu [49]	2.95
Naber y Siebers [75]	$\frac{C_v^{1/2} (2C_a)^{1/4}}{(a \cdot \tan \theta/2)^{1/2}}$

condiciones de salida del flujo que la diferencia de presiones. En este sentido, Desantes *et al.* [27] hicieron un desarrollo teórico según el cual la penetración del chorro puede calcularse como:

$$S = \left(\frac{2\alpha}{\pi}\right)^{1/4} \left(\frac{2}{K_u}\right)^{1/2} \tan^{-1/2} \left(\frac{\theta}{2}\right) \dot{M}_o^{1/4} \rho_a^{-1/4} t^{1/2} \quad (2.27)$$

siendo α y K_u dos constantes universales de valor 4.605 y 2.157 respectivamente. De esta manera, se demuestra que se puede predecir de forma satisfactoria la penetración de un chorro a partir del valor de cantidad de movimiento y del ángulo de apertura.

Todas estas expresiones han mostrado su utilidad para describir el comportamiento del chorro en posiciones relativamente alejadas del orificio de salida. Sin embargo, en las primeras etapas del proceso de inyección se observa una evolución de la penetración bastante distinta. Hiroyasu y Arai [49] vieron que el chorro en sus primeros milímetros tenía un comportamiento lineal con el tiempo, y relacionaron el cambio de comportamiento con la longitud de rotura del chorro, obteniendo la siguiente expresión:

$$S(t < t_b) = 0.39 \left(\frac{2\Delta p}{\rho_f}\right)^{0.5} t \quad (2.28)$$

donde

$$t_b = 28.65 \frac{\rho_f D_o}{(\rho_a \Delta p)^{0.5}} \quad (2.29)$$

Naber y Siebers [75] proponen una ecuación similar, donde la constante de la correlación abandona el valor de 0.39 propuesto por Hiroyasu y Arai, pasando a utilizar el valor del coeficiente de velocidad C_v . Sin embargo, para Naber y Siebers el cambio en el comportamiento de la penetración se producía cuando el chorro pasaba a estar controlado por el proceso de englobamiento de aire. De esta forma, proponían la siguiente expresión para el tiempo en el que se producía la transición:

$$t_b = \frac{\sqrt{C_a/2}}{C_v \mp a \cdot \tan\theta} \frac{\rho_f D_o}{(\rho_a \Delta p)^{0.5}} \quad (2.30)$$

Más recientemente, Desantes *et al.* [28] han relacionado el cambio del comportamiento del chorro con el final de la parte transitoria de la tasa de inyección (es decir, con el tiempo en que la aguja alcanza su levantamiento máximo). Además, Payri *et al.* [86], a partir de ensayos de visualización con una tobera multiorificio, han encontrado la siguiente correlación para el comportamiento de la penetración en sus primeras etapas:

$$S = 0.018 \rho_a^{-0.25} \Delta p^{0.51} t^{1.04} \quad (2.31)$$

que es similar a las encontradas por otros autores, salvo que contempla la influencia de la densidad del aire presente en la cámara de descarga, que se ha mostrado importante en la dinámica del chorro.

2.6.2. Parámetros microscópicos

Los parámetros microscópicos del chorro, entre los que se encuentran las distribuciones locales de velocidad y concentración, así como del diámetro de gotas, sirven para caracterizar su estructura interna. Si bien estos parámetros dan una información exhaustiva del proceso de mezcla aire-combustible, resulta considerablemente más complejo acceder a ellos que a parámetros macroscópicos como el ángulo o la penetración. Sin embargo, se han desarrollado algunas técnicas que permiten obtener con relativa precisión estos valores.

Distribución de diámetros de gotas

El diámetro de las gotas presentes en una posición concreta del chorro depende de la interacción de diversos fenómenos complejos como la atomización primaria y secundaria o la coalescencia. Como resultado, las distribuciones de

diámetros de gotas presentan una alta variabilidad, tanto a nivel espacial como temporal, por lo que sólo pueden ser descritas de manera estadística. Es por ello que se suele caracterizar a través de un diámetro medio característico. En este sentido, es habitual utilizar tanto el diámetro medio aritmético como el diámetro medio de Sauter (SMD), que representa el diámetro de las gotas de un chorro mono-disperso con la misma relación volumen/superficie del chorro polidiserso considerado. Este parámetro es importante a la hora de analizar la ley de frenado de gotas, al ser proporcional al cociente entre fuerzas de inercia y fuerzas aerodinámicas, así como la tasa de evaporación del combustible.

Diversos autores han estudiado la influencia de los diversos parámetros de inyección sobre el diámetro medio de Sauter a partir de resultados experimentales [9, 32, 50, 51, 114]. De estos estudios se desprende que el diámetro de gotas aumenta al incrementarse el valor de parámetros como la densidad del gas de descarga o el diámetro del orificio, mientras que disminuye al aumentar la diferencia entre la presión de inyección y la de descarga, como consecuencia de la influencia de la velocidad de salida en el proceso de atomización. Así mismo, estudios como los de Park *et al.* [79] o Suh y Lee [123] muestran que la cavitación hace que disminuya el diámetro de gotas.

Distribución de velocidad y concentración

La caracterización de la distribución de velocidad y concentración en el chorro permite evaluar la eficiencia del proceso de mezcla aire-combustible. Por ese motivo, diferentes autores han analizado estos parámetros. La mayoría de estos estudios se basan en la similaridad del chorro diésel con un chorro gaseoso, propuesta por Adler y Lyn [1], que ha mostrado ser adecuada para explicar el comportamiento del chorro estacionario a posiciones relativamente alejadas del orificio de salida, cuando ya se encuentra plenamente atomizado [22, 27, 75, 90]. Sin embargo, existe una diferencia importante entre el comportamiento de un chorro gaseoso y el de un chorro diésel: en los primeros, el ángulo de apertura es constante y depende sólo de las propiedades de los fluidos involucrados en el proceso, mientras que en los segundos el ángulo depende en gran medida de la geometría de la tobera y la densidad existente en la cámara de descarga.

Una consecuencia importante de la analogía entre el chorro diésel y el chorro gaseoso es el principio de similaridad. Particularizando para el caso de la distribución de velocidad, es principio significa que se cumple la siguiente relación:

$$u(x, r) = u_{eje}(x) f(r/R) \quad (2.32)$$

siendo x y r las posiciones axial y radial del chorro en las que se evalúa la velocidad, R el radio total del chorro en la posición axial correspondiente, y f una función genérica que expresa el perfil radial de velocidad.

Existen diferentes expresiones en la literatura que modelan el perfil radial de velocidad de un chorro diésel [47, 105, 112, 119]. Desantes *et al.* [29] hicieron un estudio comparativo de estos perfiles, llegando a la conclusión de que el que mostraba un mejor comportamiento a la hora de reproducir las características del chorro diésel es el perfil gaussiano propuesto anteriormente por Correas [22]:

$$u(x, r) = u_{eje}(x) \exp\left(-\alpha \left(\frac{r}{R}\right)^2\right) \quad (2.33)$$

Estos perfiles gaussianos pueden ser extendidos a la caracterización de la concentración a través del número de Schmidt, que se define como la relación entre la difusión de cantidad de movimiento y la difusión másica. Por tanto,

$$Sc = \frac{\nu_f}{D} \quad (2.34)$$

siendo D la difusividad másica del combustible.

La evolución axial de la velocidad y la concentración resulta más compleja de establecer, puesto que depende en gran medida de fenómenos complejos como la atomización o la coalescencia de gotas. Sin embargo, existen algunos modelos teóricos que permiten estimarla, como los de Spalding [119] o Desantes *et al.* [26]. En estos modelos, se muestra cómo la evolución axial de la velocidad y la concentración tiene dos zonas diferenciadas: en la primera de ellas, relacionada con la longitud intacta, la variable objeto de estudio se mantiene constante; una vez alcanzado un cierto valor axial, tanto la velocidad como la concentración muestran ser proporcionales a $1/x$. Este comportamiento se puede observar en la Figura 2.24.

2.7. Conclusiones sobre el estado actual del conocimiento

Tal como se ha visto a lo largo del capítulo, el proceso de inyección está intensamente marcado por las características del sistema de inyección utilizado. En particular, uno de los factores más importantes es la geometría de los orificios de descarga presentes en las toberas de inyección, ya que determina las condiciones con las que el flujo es introducido en la cámara de combustión.

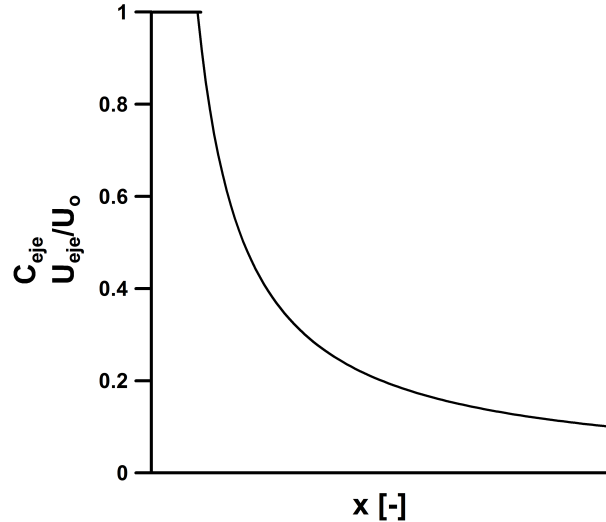


Figura 2.24: Evolución de la concentración y la velocidad del chorro a lo largo de su eje.

En ausencia de cavitación, el flujo en los orificios de inyección está controlado principalmente por los efectos a la entrada del orificio, donde el principal fenómeno es el desprendimiento de capa límite, así como por el grado de desarrollo turbulento del flujo. En el caso de que tenga lugar el fenómeno de la cavitación, éste tiene como primera consecuencia un importante descenso en la capacidad de descarga del orificio. Otros efectos de la cavitación que se han puesto de manifiesto en diversos estudios son el aumento de la velocidad efectiva y de la turbulencia. En cualquier caso, el estudio de la cavitación resulta complejo, ya que depende de multitud de factores como la geometría de los orificios, el acabado superficial de los mismos o la composición del combustible, además de ser un fenómeno fuertemente transitorio. Por ello se han desarrollado distintos modelos de cálculo fluidodinámico que tratan de estudiar el comportamiento del flujo cavitante en estas condiciones. Sin embargo, aún no existe ningún modelo que pueda reproducir de forma satisfactoria todas las características de este tipo de flujos.

Una vez que el combustible abandona los orificios de descarga tiene que producirse el paso de una vena líquida a un chorro formado por gotas de pequeño tamaño, de forma que puedan mezclarse con el aire. A este fenómeno se le conoce con el nombre de atomización, y ha sido tratado en multitud de estudios a lo largo de décadas. Según las condiciones de velocidad del flujo y las propiedades del combustible existen diversas formas en las que se produce este

fenómenos, conocidas como regímenes de atomización. En el caso de chorros a alta velocidad, como los existentes en la inyección diésel, la atomización depende de factores como la turbulencia del flujo a la salida de la tobera, la presencia de cavitación o la interacción aerodinámica con el aire presente en la cámara de descarga. Sin embargo, existen incertidumbres importantes acerca del grado de influencia de cada uno de estos factores.

El comportamiento macroscópico del chorro una vez atomizado se puede definir según dos parámetros fundamentales: ángulo de apertura y penetración. El ángulo de apertura del chorro depende principalmente de la densidad del gas de descarga, siendo mayor conforme la densidad del gas aumenta. También es destacable el aumento del ángulo que se produce cuando aparece la cavitación.

En cuanto a la penetración del chorro, su evolución depende principalmente de la densidad del gas de descarga, del ángulo de apertura del chorro y del flujo de cantidad de movimiento, el cual engloba el efecto de la caída de presión y el diámetro del orificio. Además, la evolución temporal está separada en dos zonas: una lineal con el tiempo en los primeros instantes de la inyección, y la otra en la que $S \propto t^{1/2}$, una vez que alcanza las condiciones estacionarias.

En base a estas conclusiones, en la presente Tesis se tratará de arrojar luz sobre algunos de los aspectos en los aún existen incertidumbres. Para ello se utilizará una técnica de visualización en campo próximo, que permite obtener imágenes a muy alta resolución (hasta 1000 pixel/mm). Esta técnica será utilizada en primer lugar para visualizar el chorro inyectado en una atmósfera de gasoil presurizado, lo que permite caracterizar la cavitación existente a la salida del orificio. Este estudio se realizará para una serie de modelos simplificados de toberas, así como para una tobera mono-orificio. Después se estudiará el aspecto del chorro diésel no evaporativo en las cercanías del orificio, tanto en condiciones cavitantes como no cavitantes, de forma que se pueda establecer una relación directa entre las características del flujo interno en la tobera y el comportamiento del chorro.

Bibliografía

- [1] ADLER, D., y W. LYN: «The evaporation and mixing of a liquid fuel spray in a Diesel air swirl.», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 184 (1969), 171–180.
- [2] ALAJBEGOVIC, A., G. MEISTER, D. GREIF, y B. BASARA: «Three phase cavitating flows in high-pressure swirl injectors», *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 (2002), 677–681.
- [3] ANDRIOTIS, A., y M. GAVAISES: «Influence of vortex flow and cavitation on near-nozzle Diesel spray dispersion angle», *Atomization And Sprays*, 19-3 (2009), 247–261.
- [4] ANDRIOTIS, A., M. GAVAISES, y C. ARCOUMANIS: «Vortex flow and cavitation in diesel injector nozzles», *Journal of Fluid Mechanics*, 610 (2008), 195–215.
- [5] ARCOUMANIS, C., M. BADAMI, H. FLORA, y M. GAVAISES: «Cavitation in real-size multi-hole Diesel injector nozzles», *SAE Paper 2000-01-1249*, (2000).
- [6] ARCOUMANIS, C., H. FLORA, M. GAVAISES, N. KAMPANIS, y R. HORROCKS: «Investigation of cavitation in a vertical multi-hole Diesel injector», *SAE Paper 1999-01-0524*, (1999).
- [7] ARCOUMANIS, C., M. GAVAISES, y B. FRENCH: «Effect of fuel injection processes on the structure of Diesel sprays», *SAE Paper 970799*, (1997).
- [8] ARCOUMANIS, C., y J. WHITELOW: «Is cavitation important in Diesel engine injectors?», *Thiesel 2000, Valencia. Editorial de la UPV*, (2000).
- [9] ARRÈGLE, J.: *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1997.
- [10] ASHMIN, V., Z. GELLER, y Y. SKOBEL'CYN: «Discharge of a real fluid from cylindrical orifices», *Oil Industry*, 9 (1961), 135–172.
- [11] BADOCK, C., R. WIRTH, y C. TROPEA: «The influence of hydro-grinding on cavitation inside a Diesel injection nozzle and primary break-up under unsteady pressure conditions», *Proc. 15th ILASS-Europe 99, Toulouse, July 5-7*, (1999).

- [12] BAE, C., y J. KANG: «Diesel spray characteristics of a common rail VCO nozzle injector», *Thiesel 2000, Valencia. Editorial de la UPV*, (2000).
- [13] BARRERO RIPOLL, A., y M. PÉREZ-SABORID SÁNCHEZ-PASTOR: *Fundamentos y aplicaciones de la mecánica de fluidos*, McGraw-Hill/Interamericana de España, D.L., 2005.
- [14] BERGWERK, W.: «Flow pattern in Diesel nozzle spray holes», *Proc. Inst. Mech. Engrs*, 173, n. 25. (1959).
- [15] BERROCAL, E., E. KRISTENSSON, M. RICHTER, M. LINNE, y M. ALDÉN: «Application of structured illumination for multiple scattering suppression in planar laser imaging of dense sprays», *Optics Express*, 16 (22) (2008), 17870–17881.
- [16] BLAISOT, J., y J. YON: «Droplet size and morphology characterization for dense sprays by image processing: application to the Diesel spray», *Experiments in Fluids*, 39 (2005), 977–994.
- [17] BLESSING, M., G. KÖNIG, C. KRÜGER, U. MICHELS, y V. SCHWARZ: «Analysis of flow and cavitation phenomena in diesel injection nozzles and its effects on spray and mixture formation», *SAE Paper 2003-01-1358*, (2003).
- [18] BUNNELL, R. A., S. D. HEISTER, C. YEN, y S. COLLICOTT: «Cavitating injector flows: validation of numerical models and simulations of pressure atomizers», *Atomization and Sprays*, 9 (1999), 445–465.
- [19] CHAVES, H., M. KNAPP, A. KUBITZEK, y F. OBERMEIER: «Experimental study of cavitation in the nozzle hole of diesel injectors using transparent nozzles», *SAE Paper 950290*, (1995).
- [20] CHAVES, H., y I. SCHUHBAUER: «Cavitation in an asymmetric transparent real size VCO nozzle», *Proceedings of Spray'06*, (2006).
- [21] COLLICOTT, S. H., y H. LI: «True-scale, True-pressure Internal Flow Visualization for Diesel Injectors.», *SAE Paper 2006-01-0890*, (2006).
- [22] CORREAS, D.: *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoterma*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [23] DELACOURT, E., B. DESMET, y B. BESSON: «Characterisation of very high pressure diesel sprays using digital imaging techniques», *Fuel*, 84 (2005), nº 7-8, 859–867.

-
- [24] DENT, J.: «A basis for comparison of various experimental methods for studying spray penetration», *SAE Paper 710571*, (1971).
- [25] DESANTES, J., J. PASTOR, R. PAYRI, y J. PASTOR: «Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part II: Evaporative conditions», *Atomization And Sprays*, 15 (2005), nº 5, 517–543.
- [26] DESANTES, J., R. PAYRI, J. GARCIA, y F. SALVADOR: «A contribution to the understanding of isothermal diesel spray dynamics», *Fuel*, 86 (2007), nº 7-8, 1093–1101.
- [27] DESANTES, J., R. PAYRI, F. SALVADOR, y A. GIL: «Development and validation of a theoretical model for diesel spray penetration», *Fuel*, 85 (2006), nº 7-8, 910–917.
- [28] DESANTES, J., R. PAYRI, F. SALVADOR, y V. SOARE: «Study of the influence of geometrical and injection parameters on Diesel Sprays characteristics in isothermal conditions», *SAE Paper 2005-01-0913*, (2005).
- [29] DESANTES, J., F. SALVADOR, J. LÓPEZ, y J. DE LA MORENA: «Study of mass and momentum transfer in diesel sprays based on X-ray mass distribution measurements and on a theoretical derivation», *Experiments in Fluids*, 50 (2011), nº 2, 233–246.
- [30] DESANTES, J. M., R. PAYRI, J. M. PASTOR, y J. GIMENO: «Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part I: Nonevaporative conditions», *Atomization And Sprays*, 15 (2005), nº 5, 489–516.
- [31] DESANTES, J. M., R. PAYRI, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «Measurements of spray momentum for the study of cavitation in diesel injection nozzles», *SAE Paper 2003-01-0703*, (2003).
- [32] DI GIORGIO, F., D. LAFORGIA, y V. DAMIANI: «Investigation of drop size distribution in the spray of a five-hole, VCO nozzle at high feeding pressure», *SAE Paper 950087*, (1995).
- [33] DUMONT, N.: *Modélisation de l'écoulement diphasique dans les injecteurs Diesel*, Tesis Doctoral, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2002.

- [34] DUMONT, N., O. SIMONIN, y C. HABCHI: «Cavitating flow in Diesel injectors and atomization: a bibliographical review», *In 8th International Congress on Liquid Atomization and Spray Systems, Pasadena, California, July*, (2000).
- [35] DUMOUCHEL, C.: «On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams», *Experiments in Fluids*, 45 (2008), nº 3, 371–422.
- [36] FAETH, G., L.-P. HSIANG, y P.-K. WU: «Structure and breakup properties of sprays», *International Journal Of Multiphase Flow*, 21 (1995), 99–127.
- [37] FOX, T., y J. STARK: «Discharge coefficients for miniature fuel injectors», *Proc. Inst. Mech Engrs*, 203 (1989), 75–78.
- [38] GANIPPA, L., G. BARK, S. ANDERSSON, y J. CHOMIAK: «Cavitation: a contributory factor in the transition from symmetric to asymmetric jets in cross flow nozzles», *Experiments in Fluids*, 36 (2004), 627–634.
- [39] GAVAISES, M., y A. ANDRIOTIS: «Cavitation Inside Multi-Hole Injectors for Large Diesel Engines and Its Effect on the Near-Nozzle Spray Structure.», *SAE Paper 2006-01-1114*, (2006).
- [40] GAVAISES, M., A. ANDRIOTIS, D. PAPOLIAS, N. MITROGLOU, y A. THEODORAKAKOS: «Characterization of string cavitation in large-scale Diesel nozzles with tapered holes», *Physics of Fluids*, 21 (2009), 052107.
- [41] GIMENO, J.: *Desarrollo y aplicación de la medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2008.
- [42] GRAVESEN, P., J. BRANEBJERG, y O. JENSEN: «Microfluidics-a review», *J. Micromech. Microeng*, 3 (1993), nº 4, 168–82.
- [43] GROGGER, H., y A. ALAJBEGOVIC: «Calculation of the Cavitating Flow in Venturi Geometries using Two Fluid Model», en «Proceedings in FEDSM98-5295», 1998.
- [44] HALL, G.: «Analytical determination of the discharge characteristics of cylindrical-tube orifices», *Journal Of Mechanical Engineering Science*, 5 (1963), 91.

- [45] HAY, P., y P. JONES: «Comparaison of the various correlations for spray penetration», *SAE Paper 720776*, (1972).
- [46] HE, L., y F. RUIZ: «Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization», *Atomization and Sprays*, 5 (1995), 569–584.
- [47] HINZE, J.: *Turbulence*, McGraw-Hill New York, 1975.
- [48] HIROYASU, H.: «Spray breakup mechanism from the hole-type nozzle and its applications», *Atomization and Sprays*, 10 (2000), nº 3-5, 511.
- [49] HIROYASU, H., y M. ARAI: «Structures of fuel spray in Diesel engines», *SAE Paper 900475*, (1990).
- [50] HIROYASU, H., M. ARAI, y M. TABATA: «Empirical equations for the Sauter mean diameter of Diesel spray», *SAE Paper 890464*, (1989).
- [51] HIROYASU, H., y T. KADOTA: «Fuel droplet size distribution in Diesel combustion chamber», *SAE Paper 740715*, (1974).
- [52] HUH, K., y A. D. GOSMAN: «Atomization mechanism of fuel injection», *In ICLASS-90, Hartford, Connecticut*, (1990).
- [53] HUSBERG, T., V. MANENTE, R. EHLESKOG, y S. ANDERSSON: «Fuel Flow Impingement Measurements on Multi-Orifice Diesel Nozzles», *SAE Paper 2006-01-1552*, (2006).
- [54] JUNG, K., T. KHIL, y Y. YOON: «Effects of Orifice Internal Flow on Breakup Characteristics of Like-Doublet Injectors», *Journal of Propulsion and Power*, 22 (3) (2006), 653–660.
- [55] KAMPMANN, S., B. DITTUS, P. MATTES, y M. KIRNER: «The influence of hydro grinding at VCO nozzles on the mixture preparation in a D.I. diesel engine», *SAE transactions*, 105 (1996), nº 3, 1329–1339.
- [56] KAO, C.-C., y A. SHIH: «Form measurements of micro-holes», *Measurement Science and Technology*, 18 (2007), 3603–3611.
- [57] KASTENGREN, A., y C. POWELL: «Spray density measurements using X-ray radiography», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, 221 (2007), nº 6, 653–662.

- [58] KASTENGREN, A., C. POWELL, Y. WANG, K. IM, y J. WANG: «X-ray radiography measurements of diesel spray structure at enginelike ambient density», *ILASS 21st Annual Conference, Orlando*, (2008).
- [59] KASTNER, O., F. ATZLER, R. ROTONDI, A. WEIGAND, y K. WENZLAWSKI: «Advantages of sophisticated injection strategies in Diesel engines», en «Thiesel 2010, Universidad Politécnica de Valencia», .
- [60] KENT, J. C., y G. M. BROWN: «Nozzle exit flow, characteristics for square-edged and rounded inlet geometries», *Combust. Sci. Technol.*, 30 (1983), 121–132.
- [61] KÄRRHOLM, F. P., H. WELLER, y N. NORDIN: «Modelling injector flow including cavitation effects for diesel applications», *5th Joint ASME/JSME Fluids Engineering Conference*, (2007).
- [62] KUBOTA, A., H. KATO, y H. YAMAGUCHI: «A new modelling of cavitating flows: A numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section», *J. Fluid Mech.*, 240 (1992), 59–96.
- [63] KULL, E., y G. KRÜGER: «Correlation of spray symmetry with mass and momentum of multihole diesel nozzles», en «THIESEL 2004 Conference on Thermo and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines», 2004, 7–10.
- [64] LEE, W., K. FEZZAA, y J. WANG: «Metrology of steel micronozzles using x-ray propagation-based phase-enhanced microimaging», *Applied Physics Letters*, 87 (2005), 084105.
- [65] LEFEBVRE, A.: *Atomization and sprays*, CRC, 1989.
- [66] LICHTAROWICZ, A. K., R. K. DUGGINS, y E. MARKLAND: «Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices», *J. Mech. Engng Sci.*, 7 (1965), nº 2.
- [67] LINNE, M., M. PACIARONI, E. BERROCAL, y D. SEDARSKY: «Ballistic imaging of liquid break-up processes in dense sprays», *Proceedings of Combustion Institute*, 32 (2009), 2147–2161.
- [68] LINNE, M., M. PACIARONI, T. HALL, y T. PARKER: «Ballistic imaging of the near field in a diesel spray», *Experiments in Fluids*, 40 (2006), nº 6, 836–846.
- [69] MACIÁN, V., V. BERMUDEZ, R. PAYRI, y J. GIMENO: «New technique for determination of internal geometry of a diesel nozzle with the use of silicone methodology», *Experimental Techniques*, 27 (2003), nº 2, 39–43.

- [70] MACIÁN, V., R. PAYRI, X. MARGOT, y F. J. SALVADOR: «A CFD Analysis of the influence of diesel nozzle geometry on the inception of cavitation», *Atomization and Sprays*, 13 (2003), 579–604.
- [71] MCCARTHY, M. J., y N. A. MOLLOY: «Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design», *Chem. Engng J.*, 7 (1974), 1–20.
- [72] MIESSE, C.: «Correlation of experimental data on the disintegration of liquid jets», *Industrial & Engineering Chemistry*, 47 (1955), 1690–1695.
- [73] MISHRA, C., y Y. PELES: «Cavitation in flow through a micro-orifice inside a silicon microchannel», *Physics of Fluids*, 17 (2005), 013601.
- [74] MULEMANE, A., S. SUBRAMANIAM, P.-H. LIU, J.-S. HAN, M.-C. LAI, y R. POOLA: «Comparing Cavitation in Diesel Injectors Based on Different Modeling Approaches», *SAE Paper*, 2004-01-0027 (2004).
- [75] NABER, J. D., y D. L. SIEBERS: «Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays», *SAE Paper 960034*, (1996).
- [76] NAKAYAMA, Y.: «Action of the fluid in the air micrometer; first report, characteristics of small diameter nozzle and orifice», *Bull. JSME*, 4 (1961), 507–524.
- [77] NING, W., R. REITZ, R. DIWAKAR, y A. LIPPER: «A Numerical Investigation of Nozzle Geometry and Injection Condition Effects on Diesel Fuel Injector Flow Physics», *SAE Paper*, 2008-01-0936 (2008).
- [78] NURICK, W. H.: «Orifice cavitation and its effects on spray mixing», *Journal of fluids engineering*, 98 (1976), 681–687.
- [79] PARK, S., H. SUH, y C. LEE: «Effect of Cavitating Flow on the Flow and Fuel Atomization Characteristics of Biodiesel and Diesel Fuels», *Energy & Fuels*, 22 (2008), 605–613.
- [80] PAYRI, F., V. BERMÚDEZ, R. PAYRI, y F. SALVADOR: «The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles», *Fuel*, 83 (2004), 419–431.
- [81] PAYRI, R., H. CLIMENT, F. SALVADOR, y A.-G. FAVENNEC: «Diesel injection system modelling. Methodology and application for a first generation common rail system», *Journal of Automobile Engineering*, 218 (2004), nº 1, 81–91.

- [82] PAYRI, R., J. GARCIA, F. SALVADOR, y J. GIMENO: «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics», *Fuel*, 84 (2005), nº 5, 551–561.
- [83] PAYRI, R., C. GUARDIOLA, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «Critical cavitation number determination in diesel injection nozzles», *Experimental Techniques*, 28 (2004), nº 3, 49–52.
- [84] PAYRI, R., X. MARGOT, y F. SALVADOR: «A Numerical Study of the influence of Diesel nozzle geometry on the inner cavitating flow», *SAE Paper 2002-01-0215*, (2002).
- [85] PAYRI, R., S. MOLINA, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «A study of the relation between nozzle geometry, internal flow and sprays characteristics in diesel fuel injection systems», *Ksme International Journal*, 18 (2004), nº 7, 1222–1235.
- [86] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO, y J. DE LA MORENA: «Macroscopic Behavior of Diesel Sprays in the Near-Nozzle Field», *SAE Paper 2008-01-0929*, (2008).
- [87] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO, y J. D. LA MORENA: «Effects of nozzle geometry on direct injection diesel engine combustion process», *Applied Thermal Engineering*, 29 (2009), 2051–2060.
- [88] PAYRI, R., B. TORMOS, F. SALVADOR, y A.-H. PLAZAS: «Using one-dimensional modelling to analyse the influence of diesel nozzle geometry in the injection rate characteristics», *International Journal of Vehicle Design*, 39 (2005), nº 1, 58–78.
- [89] PEINER, E., M. BALKE, y L. DOERING: «Form measurement inside fuel injector nozzle spray holes», *Microelectronic Engineering*, 86 (2009), 984–986.
- [90] PRASAD, C., y S. KAR: «An Investigation on the Diffusion of Momentum and Mass of Fuel in a Diesel Fuel Spray», *ASME J Eng Power*, (1976), 1–11.
- [91] RAMIREZ, A., S. SOM, S. AGGARWAL, A. KASTENGREN, E. EL-HANNOUNY, D. LONGMAN, y C. POWELL: «Quantitative X-ray measurements of high-pressure fuel sprays from a production heavy duty diesel injector», *Experiments in Fluids*, 47 (2009), 119–134.

- [92] RANZ, W. E.: «Some experiments on orifice sprays», *Can. J. Chem. Engng, August*, (1958), 175.
- [93] REITZ, R., y F. BRACCO: «On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions», *SAE Paper 790494*, (1979).
- [94] REITZ, R., y F. BRACCO: «Mechanism of atomization of a liquid jet», *Physics of Fluids*, 25 (1982), nº 10, 1730.
- [95] REITZ, R., y F. BRACCO: «Mechanism of breakup of round liquid jets», *Encyclopedia of Fluids Mechanics, Gulf publishing*, 3 (1994).
- [96] REITZ, R., y R. DIWAKAR: «Effect of drop breakup on fuel sprays», *SAE Paper 860469*, (1986).
- [97] REITZ, R., y R. DIWAKAR: «Structure of high-pressure fuel sprays», *SAE Paper 870598*, (1987).
- [98] ROTH, H., M. GAVAISES, y C. ARCOUMANIS: «Cavitation initiation, its development and link with flow turbulence in diesel injector nozzles.», *SAE Paper 2002-01-0214*, (2002).
- [99] RUIZ, F.: «A few useful relations for cavitating orifices», *In Proceedings of International Conference on Liquid Atomizations and Spray System. ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, 15-18 July*, (1991), 595–602.
- [100] SALIBA, R., I. BAZ, J. CHAMPOUSSIN, M. LANCE, y J. MARIÉ: «Cavitation effect on the near nozzle spray development in high-pressure diesel injection», en «Proceedings of 19th ICLASS (Europe)», 2004.
- [101] SALLAM, K., C. DAI, y G. FAETH: «Liquid breakup at the surface of turbulent round liquid jets in still gases», *International Journal Of Multiphase Flow*, 28 (2002), 427–449.
- [102] SALVADOR, F., J.-V. ROMERO, M.-D. ROSELLÓ, y J. MARTÍNEZ-LÓPEZ: «Validation of a code for modeling cavitation phenomena in Diesel injector nozzles.», *Mathematical and Computer Modelling*, 52 (2010), 1123–1132.
- [103] SALVADOR, F. J.: *Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.

- [104] SANGIAH, D. K., y L. C. GANIPPA: «Application of spray impingement technique for characterisation of high pressure sprays from multi-hole diesel nozzles», *International Journal of Thermal Sciences*, 49 (2010), nº 2, 409–417.
- [105] SCHLICHTING, H.: *Boundary layer theory.*, McGraw-Hill, 1978.
- [106] SCHMIDT, D., C. RUTLAND, M. CORRADINI, P. ROOSEN, y O. GENGE: «Cavitation in two-dimensional asymmetric nozzles», *SAE Paper 1999-01-0518*, (1999).
- [107] SCHMIDT, D. P., y M. L. CORRADINI: «Analytical prediction of the exit flow of cavitating orifices», *Atomization and Sprays*, 7 (1997), nº 6, 603–616.
- [108] SCHMIDT, D. P., y M. L. CORRADINI: «The internal flow of Diesel fuel injector nozzles: a review», *Int J Engine Research. JER 00201 ImechE*, 2 (2001), nº 6.
- [109] SCHMIDT, D. P., C. J. RUTLAND, y M. L. CORRADINI: «A numerical study of cavitating flow through various nozzle shapes», *SAE Paper 971597*, (1997).
- [110] SCHWEITZER, P. H.: «Mechanism of disintegration of liquid jets», *Journal of Applied Physics*, 8 (1937), 513–521.
- [111] SINGHAL, A., M. ATHAVALE, H. LI, y Y. JIANG: «Mathematical basis and validation of the full cavitation model», *Journal of Fluids Engineering*, 124 (2002), 617.
- [112] SINNAMON, J., D. LANCASTER, y J. STIENER: «An experimental and analytical study of engine fuel spray trajectories», *SAE Paper 800135*, (1980).
- [113] SIRIGNANO, W., y C. MEHRING: «Review of theory of distortion and disintegration of liquid streams», *Progress in Energy and Combustion Science*, 26 (2000), nº 4-6, 609–655.
- [114] SOARE, V.: *Phase doppler measurement in diesel dense sprays: optimisation of measurements and study of the orifice geometry influence over the spray at microscopic level*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2007.

- [115] SOTERIOU, C., R. ANDREWS, y M. SMITH: «Direct injection Diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization», *SAE Paper 950080*, (1995).
- [116] SOU, A.: «Liquid Jet Deformation Induced by Cavitation in Nozzles of Various Shapes», *SAE Paper 2009-24-0157*, (2009).
- [117] SOU, A., S. HOSOKAWA, y A. TOMIYAMA: «Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50 (2007), nº 17-18, 3575–3582.
- [118] SOU, A., A. TOMIYAMA, S. HOSOKAWA, S. NIGORIKAWA, y T. MAEDA: «Cavitation in a Two-Dimensional Nozzle and Liquid Jet Atomization», *JSME International Journal Series B*, 49 (2006), nº 4, 1253–1259.
- [119] SPALDING, D.: *Combustion and mass transfer*, Pergamon Press, 1979.
- [120] SRINIVASAN, V., A. SALAZAR, y K. SAITO: «Numerical simulation of cavitation dynamics using a cavitation-induced-momentum-defect (CIMD) correction approach», *Applied Mathematical Modelling*, 33 (2009), 1529–1559.
- [121] STERLING, A., y C. SLEICHER: «The instability of capillary jets», *Journal Of Fluid Mechanics*, 68 (1975), 477–495.
- [122] STUMPP, G., y M. RICCO: «Common Rail - An attractive fuel injection system for passenger car DI Diesel engines», *SAE Paper 960870*, (1996).
- [123] SUH, H., y C. LEE: «Effect of cavitation in nozzle orifice on the diesel fuel atomization characteristics», *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29 (4) (2008), 1001–1009.
- [124] TANNER, F., A. FEIGL, S. CIATTI, C. POWELL, S.-K. CHEONG, J. LIU, y J. WANG: «Structure of high-velocity dense sprays in the near-nozzle region», *Atomization And Sprays*, 16 (2006), 579–597.
- [125] VORTMANN, C., G. SCHNERR, y S. SEELECKE: «Thermodynamic modeling and simulation of cavitating nozzle flow», *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24 (2003), 774–783.
- [126] WAKURI, Y., M. FUJII, T. AMITANI, y R. TSNUMEYA: «Studies of the penetration of a fuel spray in a Diesel Engine», *Bull. JSME*, 3 (1960), nº 9, 123–130.

- [127] WALLIS, G. B.: «One-dimensional two-phase flow», *McGraw-Hill*, (1969).
- [128] WALTHER, J.: *Quantitative Untersuchungen der Innenströmung in kavitierenden Dieseleinspritzdüsen*, Tesis Doctoral, TU Darmstadt, 2002.
- [129] WHITE, F.: *Fluid mechanics*, McGraw-Hill, 2004.
- [130] WINKLHOFFER, E., E. KULL, E. KELZ, y A. MOROZOV: «Comprehensive hydraulic and flow field documentation in model throttle experiments under cavitation conditions», *ILASS-Europe 2001, Zurich*, (2001).
- [131] WU, K., C. SU, R. STEINBERGER, D. SANTAVICCA, y F. BRACCO: «Measurements of the spray angle of atomizing jets», *Journal of fluids engineering*, 105 (1983), nº 4, 406–410.
- [132] XU, Z., M. KIM, W. OH, J. GLIMM, S. R., X. LI, y C. TZANOS: «Atomization of a high-speed jet», en «American Physical Society, 58th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics», 2005.
- [133] YON, J.: *Jet diesel haute pression en champ proche et lointain : Etude par imagerie.*, Tesis Doctoral, UFR des Sciences de Rouen, 2003.
- [134] YUAN, W., y G. SCHNERR: «Numerical simulation of two-phase flow in injection nozzles: Interaction of cavitation and external jet formation», *Journal of fluids engineering*, 125 (2003), nº 6, 963–969.
- [135] YUE, Y., C. POWELL, R. POOLA, J. WANG, y J. SCHALLER: «Quantitative measurements of diesel fuel spray characteristics in the near-nozzle region using X-ray absorption», *Atomization And Sprays*, 11 (4) (2001), 471–490.

Capítulo 3

Técnicas experimentales

3.1. Introducción

En el presente capítulo se hará una descripción de las distintas técnicas y herramientas utilizadas a lo largo de la Tesis, y que permitirán analizar la relación existente entre las características del flujo interno y el comportamiento del chorro en sus primeros milímetros. En particular, las técnicas experimentales utilizadas son:

- Determinación de la geometría interna de toberas de inyección mediante moldes de silicona. Debido a la gran importancia que tiene la geometría del orificio sobre el comportamiento del flujo interno, es necesario conocer con el mayor grado de exactitud posible el valor de los parámetros geométricos más relevantes.
- Medida de la tasa de inyección. Permite estudiar la forma en la que el combustible es inyectado en la cámara de descarga. El valor de la tasa de inyección en condiciones estacionarias permite el cálculo del coeficiente de descarga, así como la detección del fenómeno de la cavitación de forma no intrusiva
- Medida del flujo de cantidad de movimiento del chorro. Tal como se ha visto en el capítulo anterior, el comportamiento del chorro está marcado por la cantidad de movimiento con que es inyectado. Además, la medida conjunta de la tasa de inyección y la cantidad de movimiento sirve para

calcular los coeficientes adimensionales de área (C_a) y de velocidad (C_v), que caracterizan el perfil de velocidad a la salida del orificio

- Visualización en campo próximo. Se utilizará una técnica de visualización por iluminación trasera difusa, en la que la utilización de una lente permitirá realizar la formación de la imagen con una resolución de hasta 1000 pixel/mm. Esta técnica se utilizará tanto sobre una atmósfera presurizada de gasoil líquido, lo que permitirá caracterizar la cavitación existente a la salida del orificio, como sobre nitrógeno, con el fin de estudiar el chorro en condiciones de densidad similares a las de un motor real. Así mismo, se realizarán ensayos tanto en condiciones transitorias como cuasi-estacionarias (es decir, a levantamiento de aguja máximo).

3.2. Determinación de la geometría de toberas

Como se ha analizado en el capítulo anterior, la geometría de los orificios de descarga de las toberas tiene una influencia decisiva sobre las características del flujo interno y el comportamiento del chorro. Sin embargo, obtener información detallada y precisa de la geometría de los orificios no resulta sencillo. En general, los fabricantes de las toberas de inyección sólo dan información de los valores medios del diámetro de salida y de la conicidad del orificio, definida a través del *k-factor*, mientras que parámetros tan importantes como el radio de acuerdo a la entrada del orificio o la dispersión de estos valores entre los distintos orificios de la tobera no se encuentran disponibles. Además, incluso los valores dados por el fabricante suelen ser inexactos, debido a la influencia del proceso seguido para producir los radios de acuerdo, y que es conocido como hidro-erosión.

Este proceso de hidro-erosión se realiza tras el mecanizado de los orificios, y tiene por objetivo principal eliminar las diferencias en flujo másico (dispersión) de los orificios causadas por pequeñas diferencias geométricas en la arista de entrada de los mismos y que pueden afectar a las prestaciones del motor. El proceso permite aumentar las prestaciones de la tobera, debido al considerable aumento de su coeficiente de descarga, fundamentado en una menor restricción al paso del flujo a la entrada del orificio. Para la realización de la hidro-erosión, se hace pasar por los orificios un fluido abrasivo que desgasta las esquinas que restringen el paso del flujo en su entrada al orificio. El proceso se realiza continuamente, y se detiene cuando el valor del flujo másico, para unas condiciones de diferencial de presión de diseño (generalmente de 10 MPa a 0.1 MPa), alcanza un valor requerido en función de las prestaciones del motor donde va a ser utilizada la tobera [3, 9].

Es evidente que el control de todos los parámetros geométricos internos de los orificios de las toberas, tras todo el proceso de fabricación, es complicado. Sin embargo, si queremos establecer relaciones importantes entre la geometría de las toberas y el comportamiento del flujo interno, es necesario conocer la morfología interna de la forma más precisa posible. Por este motivo, en la presente Tesis se ha utilizado una técnica basada en la obtención de moldes de silicona para determinar la geometría interna de los orificios de las diferentes toberas [10].

Esta metodología se fundamenta en la introducción de una silicona, de propiedades viscosas especiales, en el hueco dejado por la aguja previamente extraída, y dejando que ésta moje y recubra la totalidad de los orificios y su asiento. Transcurridas unas horas, la silicona solidifica, siendo posible extraerla obteniendo una reproducción en forma de molde de la parte interna de la tobera y de los orificios. La silicona utilizada tiene unas características viscosas y elásticas que permiten que penetre a lo largo de todos los orificios, además de poder ser manipulada recuperando su forma inicial tras la posible deformación durante su proceso de extracción.

Una vez que el molde es extraído, se procede a su visualización mediante el uso de un microscopio electrónico de barrido, con el fin de analizar en detalle su geometría. Las muestras a visualizar en este tipo de microscopio han de ser conductoras para la evacuación de la alta energía del haz de electrones utilizado en la visualización. Por lo tanto, un recubrimiento de las muestras con metal es requerido antes de la visualización. En este caso se realiza el recubrimiento con una capa de oro lo suficientemente fina (del orden de nanómetros) para no modificar la geometría que queremos estudiar. El microscopio electrónico de barrido permite el libre posicionamiento de la muestra gracias a un sistema de coordenadas tridimensional de posicionamiento, lo que ayuda a cuantificar los distintos parámetros geométricos de cada orificio. Como ejemplo de la capacidad de la técnica, en las Figuras 3.1 y 3.2 se puede apreciar la cantidad de información que puede ser obtenida de las fotografías realizadas. En la parte superior izquierda de las fotografías aparece un patrón de escala característico.

En la Figura 3.1, se representa una vista general donde aparecen los 6 orificios de una tobera determinada. Para una completa caracterización de los orificios, son tomadas imágenes tanto del orificio visto de lado como visto desde abajo (desde la punta del inyector). En la Figura 3.2 se muestra un ejemplo de los dos puntos de vistas de un orificio. En base a estas imágenes se pueden caracterizar distintos parámetros geométricos, como se verá a continuación. Para la obtención precisa de estas magnitudes se utiliza un programa de diseño [1], tomando siempre como referencia la escala patrón inserta en la fotografía.

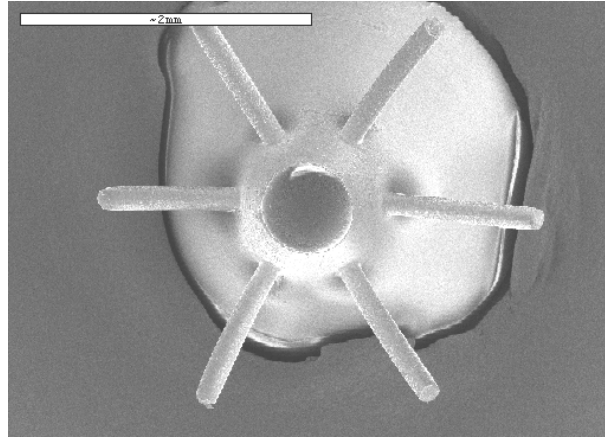


Figura 3.1: Imagen de una vista superior de los diferentes orificios de la tobera obtenida con microscopio electrónico.

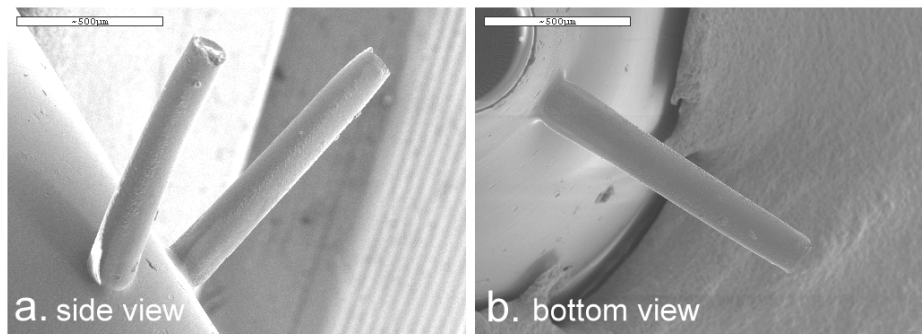


Figura 3.2: Vista lateral e inferior de un orificio de inyección.

3.2.1. Parámetros geométricos caracterizados

Gracias a esta técnica es posible obtener información precisa acerca de los distintos parámetros que definen la geometría de una tobera, de los que los fundamentales son el radio de curvatura a la entrada del orificio, los diámetros de entrada y salida de los orificios y la longitud de los mismos. Sin embargo, en el desarrollo de esta técnica se pudo observar que algunos de estos parámetros mostraban valores ligeramente distintos en función del punto de vista desde el que se tomaba la imagen. Por este motivo, casi la totalidad de los parámetros se miden desde dos puntos de vista diferentes, lateral e inferior, y para cada uno de ellos se ha optado por una cuantificación media que permita caracterizar la tobera de una manera más general y simplificada. Así, hablaremos de

los diámetros de entrada, en el ensanchamiento (si existe), medio y de salida equivalentes, como la media geométrica de los valores laterales y inferiores definidos anteriormente.

Para la caracterización de la convergencia del orificio utilizaremos dos parámetros:

Por una parte, el factor de conicidad, *k-factor*, es el parámetro comúnmente utilizado por los productores de toberas y se define como

$$k\text{-factor} = \frac{D_e - D_o}{10 [\mu\text{m}]} . \quad (3.1)$$

El segundo parámetro para la definición de la convergencia, es función de las áreas de entrada y salida del orificio, en lugar de los diámetros. Lo llamamos reducción de área, *AR*, y se define como:

$$AR = \frac{A_e - A_o}{A_e} , \quad (3.2)$$

siendo A_e y A_o las secciones de entrada y salida del orificio tomando como diámetro los valores de D_e y D_o , respectivamente. El hecho de utilizar este factor en lugar de *k-factor*, es que aporta una idea más clara de la reducción porcentual del área de forma independiente de la longitud y relacionada más directamente con las variaciones de velocidad, tal como establece la ecuación de continuidad.

3.2.2. Validación de la técnica

La metodología de caracterización dimensional se ha validado de dos formas diferentes: repetitividad y precisión. Veámos en qué consisten estos conceptos:

Repetitividad

Para una misma tobera, se realizaron dos moldes diferentes y posteriormente se procesaron obteniendo unos resultados similares en los dos casos, con pequeñas variaciones del orden del 2% para los diámetros de los orificios y 8% para los radios de curvatura. Los mayores errores obtenidos para los radios de curvatura son debidos a la dificultad de estimar éstos a partir de las fotos mediante el programa de diseño.

Precisión

En este caso, se realizaron fotografías reales directamente sobre un orificio y posteriormente sobre el molde de silicona de dicho orificio^I En la Figura 3.3, se muestran los resultados obtenidos. Como se puede ver el error obtenido es menor al 1%.

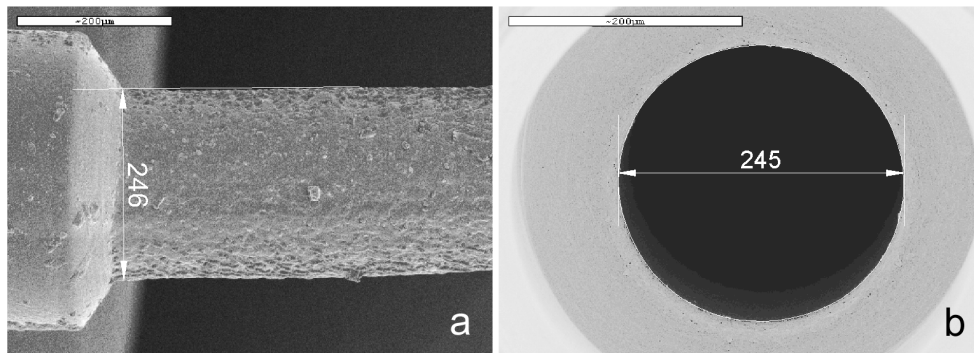


Figura 3.3: Vista del molde (a) y el orificio original (b), usados para la validación de la técnica.

3.3. Medida de tasa de inyección

El equipo empleado en el presente trabajo para determinar el flujo másico instantáneo o tasa de inyección está basado en el método conocido como método Bosch o de tubo largo [2]. Dentro de los métodos o equipos disponibles para determinar el flujo másico instantáneo o tasa de inyección, éste es el que mejores prestaciones proporciona a la hora de capturar la forma de la señal de tasa debido a su mejor respuesta dinámica [17].

3.3.1. Principio físico de la medida

A continuación se describirá la forma en la que se realiza la medida de la tasa de inyección. En la Figura 3.4 puede observarse un esquema del equipo utilizado para este fin, conocido como tasímetro.

Como puede observarse, el inyector se incorpora al tasímetro de forma que la descarga del inyector sirva para llenar el volumen interior del mismo,

^IEl orificio escogido para esta comprobación pertenece a uno de los orificios de control de un inyector common-rail.

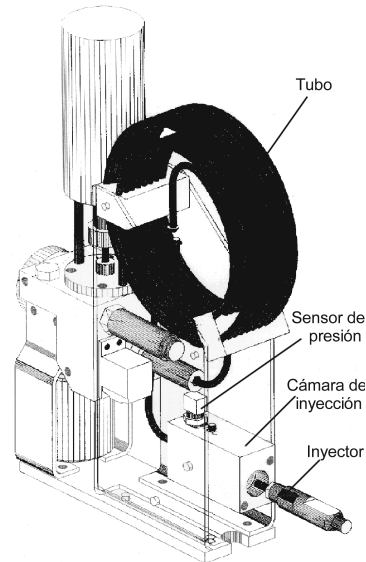


Figura 3.4: Tasímetro Bosch. Método del tubo largo.

formado fundamentalmente por el tubo. Mediante una válvula de regulación, el combustible presente en el interior del tasímetro se mantiene a la presión de descarga o contrapresión deseada. Al mismo tiempo, se trata de evitar en la medida de lo posible la formación de burbujas en el tubo y las consiguientes depresiones.

Una vez que comienza la inyección la entrada de nuevo combustible en el sistema genera una onda de presión que se desplaza a la velocidad del sonido, viajando desde los orificios de descarga de la tobera hasta el depósito del tasímetro, donde es amortiguada. La variación de presión es registrada por un captador piezoeléctrico.

A la entrada del depósito, el cambio de diámetro del conducto induce una onda reflejada que se desplaza en sentido contrario al de la onda principal. Esta onda secundaria puede alterar la forma de la señal medida, por lo que es necesario evitar que la onda reflejada interactúe con la onda primaria. Es por ello que en este tipo de instalaciones se utilizan tubos en los que la relación entre la longitud y el diámetro sea lo más grande posible. Es igualmente conveniente atenuar suficientemente rápido esta onda con el fin de que no perturbe el resultado de la medida de la siguiente inyección.

La amplitud de la onda reflejada depende de la geometría del sistema y de

las condiciones de inyección. La válvula de control permite cambiar la sección de paso del fluido y así delimitar los efectos de las ondas reflejadas sobre la medida en función de las condiciones de funcionamiento.

Una vez registrada la señal de presión en el interior del tasímetro, ésta debe ser tratada para relacionarla con el flujo másico combustible inyectado. Para ello, es necesario plantear el estudio de la propagación de una onda plana dentro de un tubo de sección constante A_t . La onda de presión se propaga a la velocidad del sonido a e induce una variación de la velocidad, de la presión y de la densidad de salida del fluido. El captador mide esta variación de presión Δp .

Considerando un volumen de control constituido por un cilindro de sección A_t y longitud dx , que envuelve la onda de presión. Suponiendo los efectos de la gravedad como despreciables, las únicas fuerzas aplicadas sobre el volumen de control son las de presión. La ecuación de conservación de la cantidad de movimiento en la dirección del tubo aplicada sobre este volumen de control, queda como

$$(p + \Delta p) A_t - p A_t = \rho A_t a \Delta u \quad (3.3)$$

donde a es la velocidad del sonido, y Δu es la variación de la velocidad del flujo en el tubo. Simplificando esta ecuación se obtiene

$$\Delta p = \rho a \Delta u \quad (3.4)$$

Por otro lado, La expresión de la variación del caudal másico \dot{m} al paso de la onda de presión viene expresada como

$$\dot{m} = \rho A_t \Delta u \quad (3.5)$$

Por último, partir de estas dos últimas ecuaciones se obtiene la expresión de la variación del caudal másico en función de la variación de presión

$$\dot{m} = \frac{A_t}{a} \Delta p \quad (3.6)$$

De manera que conociendo la sección del tubo del tasímetro y la velocidad del sonido en el fluido queda determinado el caudal instantáneo inyectado (tasa de inyección).

Hay que añadir que la velocidad del sonido depende de la temperatura del carburante, por lo que será necesario conocer una correlación de este parámetro a fin de poder determinar la tasa de inyección con precisión. La correlación

empleada en este estudio se obtuvo de forma experimental para el carburante de referencia empleado

$$a = 1461 - 3.3 T_f \quad (3.7)$$

con la temperatura del combustible en el interior del tasímetro T_f en °C y la velocidad del sonido en m/s.

Ajuste de la integral

Posteriormente, con el fin de obtener una medida más precisa, la señal de flujo másico o tasa se corrige de forma que su integral coincida con la masa inyectada en una inyección. La masa inyectada por ciclo se obtiene mediante una balanza colocada aguas abajo, con la cual se obtiene el caudal medio inyectado y puesto que la frecuencia de inyección es conocida, la masa por inyección puede ser obtenida.

Fenómeno de acumulación en la medida de flujo másico

La señal de flujo másico sufre de un fenómeno de acumulación a lo largo del proceso de inyección. Un ejemplo de este fenómeno se muestra en la Figura 3.5, donde están representadas dos señales de tasa con las mismas condiciones de presión de inyección y descarga, pero con distinto tiempo de excitación. Estas dos señales deberían coincidir en la primera parte de la inyección, sin embargo no lo hacen debido al efecto de acumulación. Además, se puede ver cómo ambas señales van incrementando su valor con el tiempo, a pesar de encontrarse en condiciones cuasi-estacionarias (es decir, a levantamiento de aguja máximo), de forma que al terminar la inyección muestran un valor de tasa de inyección distinto de cero. Como se puede apreciar, este fenómeno es tanto más importante cuanto mayor sea la duración del pulso de inyección.

Para corregir este fenómeno se emplea el método propuesto por Payri *et al.* [13]. Este método se basa en la descomposición de la señal medida en dos señales, una que tiene en cuenta el propio efecto de la inyección, y otra que añade el término de la acumulación. Un ejemplo del resultado de aplicar este método a las señales de tasa mostradas previamente se encuentra en la Figura 3.6.

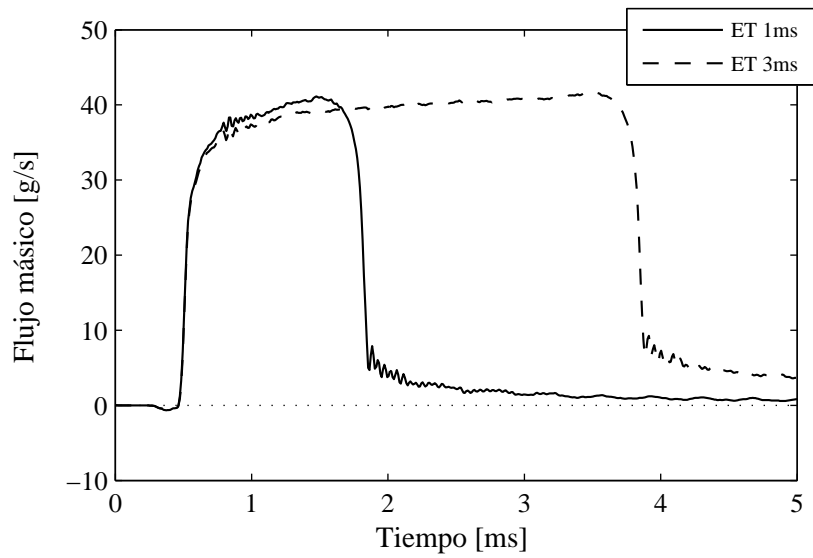


Figura 3.5: Señales de tasa con efecto de acumulación. ($p_i = 160$ MPa $p_b = 6$ MPa).

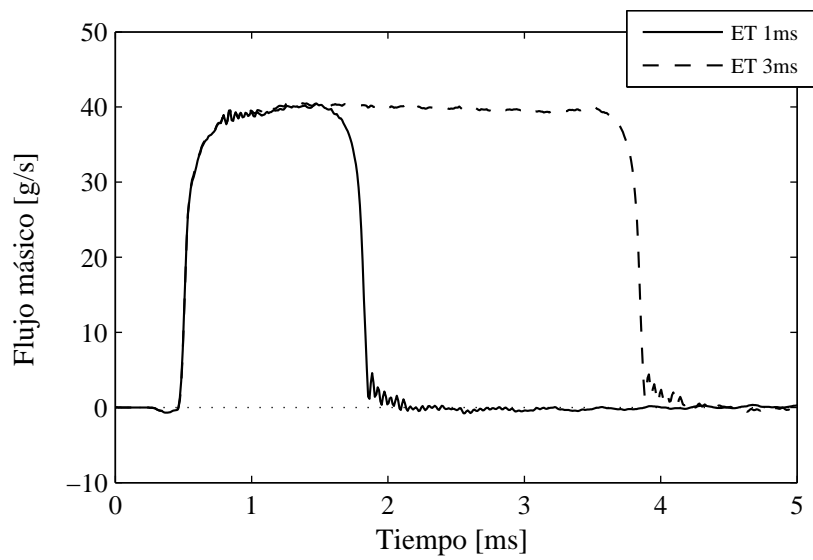


Figura 3.6: Señales de tasa corregidas, sin efecto de acumulación. ($p_i = 160$ MPa $p_b = 6$ MPa).

3.4. Medida del flujo de la cantidad de movimiento

En este apartado se describirá la técnica utilizada para medir el flujo de cantidad de movimiento del chorro a la salida del orificio. Este parámetro tiene una importancia decisiva en el comportamiento del chorro Diesel. En particular, se ha observado que la penetración del chorro durante el proceso de inyección está marcada directamente por su cantidad de movimiento, tal como se vio en el capítulo 2 de la presente Tesis. Además, la medida conjunta de la tasa de inyección y la cantidad de movimiento permite definir los coeficientes de área y velocidad, claves para cuantificar el comportamiento del flujo a la salida de los orificios de descarga.

A continuación se describirá la técnica de medida utilizada en la presente Tesis para la cuantificación de este parámetro.

3.4.1. Fundamentos físicos de la medida

El principio de medida del flujo de cantidad de movimiento ($fCdM$) total de un chorro está basado en la medición de la fuerza de impacto del chorro contra un sensor de fuerza. Este sensor se coloca de forma perpendicular al eje del chorro, y a una distancia lo suficientemente grande como para abarcarlo por completo. La fuerza medida por el sensor durante el impacto del chorro puede relacionarse con su cantidad de movimiento a la salida del orificio debido a la conservación del $fCdM$ en dirección axial dentro del chorro, tal como ha sido desarrollado en trabajos anteriores [5,12]. Para ello, es necesario establecer las siguientes hipótesis:

- Las fuerzas de gravedad sobre el volumen de control son despreciables frente al resto de términos, $\sum \mathbf{F}_{grav} = 0$.
- La presión en la cámara p_b es uniforme. Como consecuencia el sumatorio de fuerzas debidas a la presión, quedará simplificado a únicamente la fuerza ejercida sobre el sensor, $\sum \mathbf{F}_{pres} = F$.
- La dirección de entrada del aire al volumen de control y la dirección de salida del combustible desviado por el captador, son perpendiculares al eje del chorro, y, por lo tanto, perpendiculares a la superficie exterior cilíndrica. Esto conlleva que los flujos de cantidad de movimiento a través de la superficie exterior serán nulos en la componente axial. Además esta suposición también implicará que los esfuerzos viscosos en dirección axial también sean nulos, $\sum \mathbf{F}_{visc} = 0$.

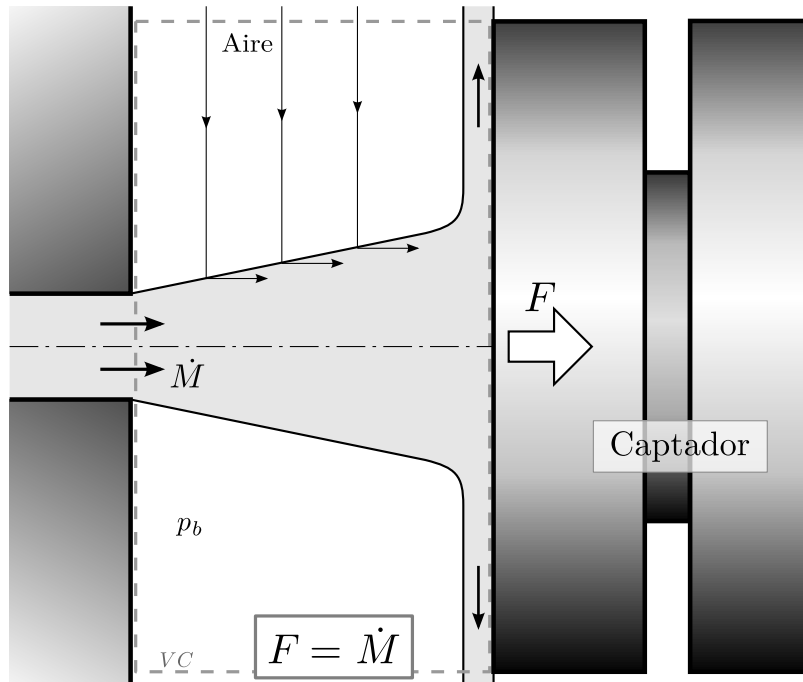


Figura 3.7: Principio de medida del $fCdM$ de un chorro [5].

- El sistema de medida se halla en condiciones estacionarias. En caso contrario existe un término de acumulación que tiene en cuenta las variaciones de cantidad de movimiento en el interior del volumen de control.

Por otra parte, el trabajo desarrollado por Gimeno [5] muestra dos conclusiones importantes:

- La densidad del gas no afectará a la medida de $fCdM$ (salvo en los tramos transitorios). Esto es muy importante ya que permite variar la presión de descarga, o incluso el gas utilizado en la cámara, sin que ello afecte a la medida.
- Debido a la conservación de cantidad de movimiento en dirección axial, la distancia entre la salida del orificio y el captador no afectará la medida. Esta afirmación será cierta siempre y cuando la diana esté lo suficientemente cerca como para captar todo el chorro y desviarlo de forma perpendicular al eje.

3.4.2. Descripción de la maqueta

Para llevar a cabo la medida del $fCdM$ según la técnica descrita anteriormente es necesaria la utilización de una maqueta diseñada a tal efecto. Esta maqueta debe permitir el ajuste de la posición relativa entre el inyector y el captador, de forma que éste se encuentre perpendicular al eje del chorro. Además, el ambiente en el interior de la cámara que acoge ambos elementos debe poder presurizarse hasta alcanzar la presión de descarga deseada. En la Figura 3.8 se muestra la instalación utilizada para los estudios realizados en la presente Tesis.

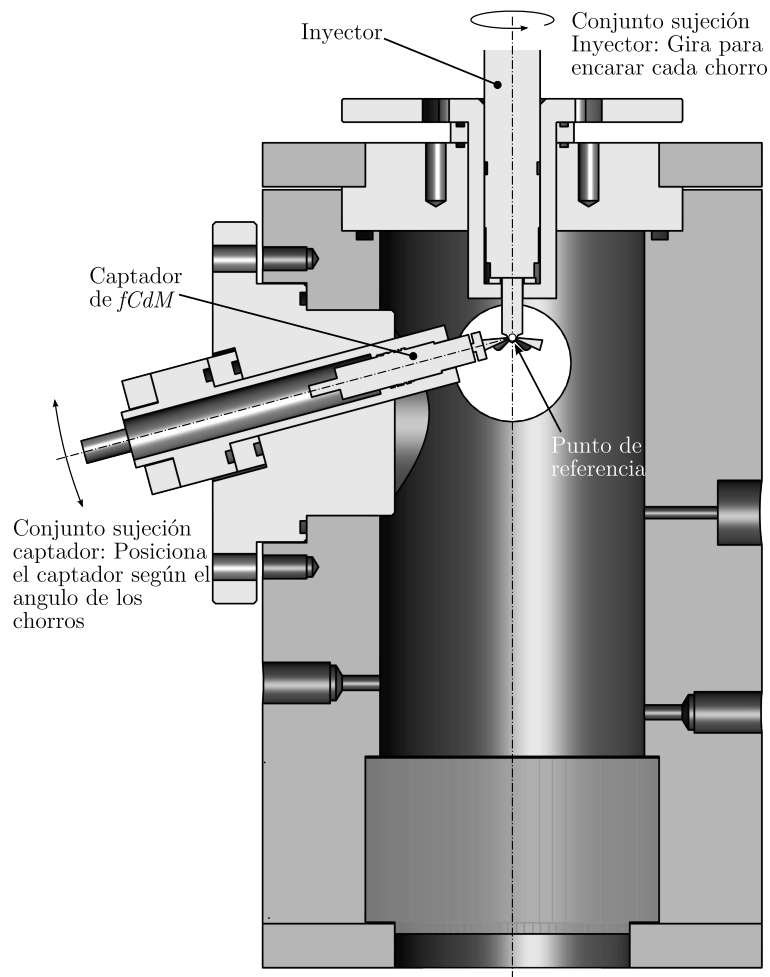


Figura 3.8: Esquema general de la maqueta de $fCdM$.

Como se puede apreciar, los elementos más importantes de la maqueta son el cilindro central, la tapa superior y el sistema de sujeción del captador. La tapa superior de la maqueta, además de sellar la maqueta y asegurar su estanqueidad, incluye el sistema de sujeción del inyector, de forma que el eje del inyector coincide con el de la maqueta. Este sistema permite el giro del inyector sobre su propio eje, de forma que pueda posicionarse el chorro que se desea medir frente al captador.

El captador entra de forma lateral a la maqueta mediante un segundo sistema de sujeción, con un cierto ángulo que compense la inclinación de los chorros. Esta inclinación es un parámetro de diseño del motor, y suele variar entre los 70° y los 80° . En el caso de trabajar con toberas mono-orificio axisimétricas, como es el caso de la presente Tesis, el captador de presión no entra de forma lateral, sino por la parte inferior de la maqueta. En cualquier caso, el captador se posiciona de forma que el chorro impacte contra la diana a una distancia de aproximadamente 5 milímetros respecto al orificio de salida.

Además de estos dos elementos, la maqueta alberga válvulas para permitir la entrada y la salida del gas de descarga (generalmente nitrógeno presurizado), un acceso óptico, que sirve para ayudar a ajustar el posicionamiento relativo entre la tobera y el captador, así como un sensor de temperatura tipo termopar y otro de presión piezorresistivo. El conjunto de la maqueta está preparado para trabajar a presiones de hasta 10 MPa

Captador de la señal de $fCdM$

El sistema de captación de la señal de $fCdM$ está formado por un sensor de presión piezoeléctrico, al que se le acopla una diana de aluminio con un tratamiento de anodizado duro.

Para llevar a cabo los ensayos, el sensor de presión debe ser calibrado para medir la fuerza de impacto del chorro. Uno de los problemas asociados a este proceso es que este tipo de sensores de presión dan una señal distinta según el punto en el que esté aplicada la fuerza. Es por ese motivo que se hace necesario el uso de una diana adherida a la membrana del sensor de presión, de forma que la fuerza siempre se transmita a él en el mismo punto. Además, la diana aumenta la sección útil del sistema captador, además de proteger el sensor del posible deterioro provocado por el impacto de un chorro a gran velocidad. Sin embargo, la presencia de la diana empeora el comportamiento dinámico del sensor, si bien este aspecto se hace menos importante a la hora de medir el $fCdM$ en condiciones estacionarias.

3.5. Visualización del chorro en campo próximo

El elemento central de la presente tesis es la visualización del chorro diésel en campo próximo, tanto en condiciones estacionarias como transitorias. Con este fin se ha desarrollado una instalación experimental que permite obtener imágenes con una resolución de hasta 1000 pixel/mm a través de la técnica conocida como iluminación trasera difusa, que será descrita posteriormente. En la Figura 3.9 se muestra un esquema general de la instalación utilizada para este fin.

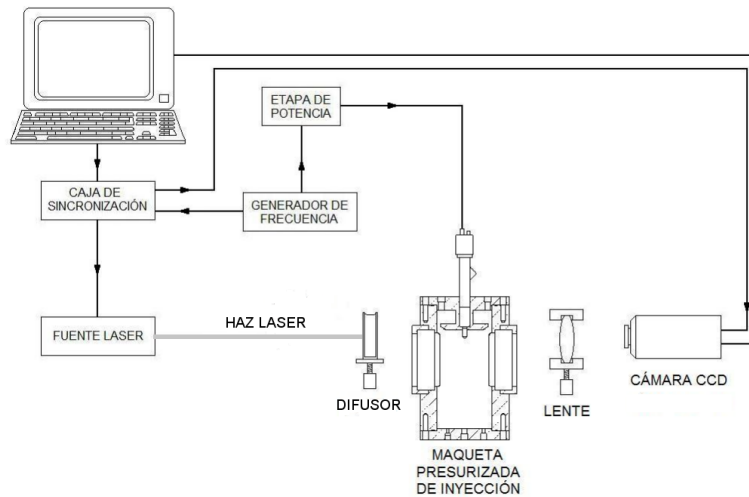


Figura 3.9: Esquema de la instalación utilizada para la visualización del chorro en campo próximo.

Los elementos más importantes de esta instalación son la maqueta presurizada de inyección, la fuente láser, el difusor óptico, la lente y la cámara CCD. En los próximos apartados se describirán cada uno de éstos en detalle, dando las razones más importantes que han dado pie a su utilización, así como la metodología seguida para el procesado de las imágenes obtenidas.

3.5.1. Maqueta presurizada de inyección

La maqueta consiste básicamente en un cilindro de acero inoxidable en el que se incluyen dos accesos ópticos enfrentados entre sí (ver Figura 3.10), de

forma que permitan la visualización en el interior de la maqueta por iluminación trasera difusa. Los accesos ópticos formados por ventanas planas de metacrilato, con un espesor de unos 30 mm, capaces de aguantar hasta aproximadamente 6 MPa sin sufrir deformaciones significativas. Por tanto, este valor será considerado en adelante como el límite mecánico de presión en el interior de la maqueta.

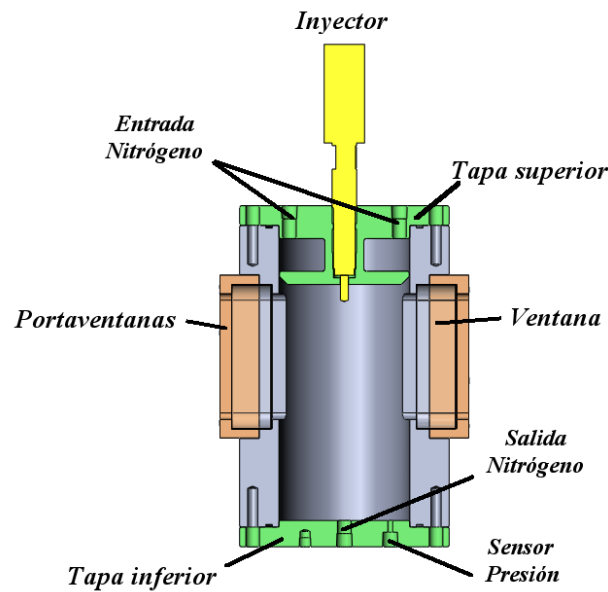


Figura 3.10: Esquema de la maqueta presurizada de inyección utilizada en los ensayos de visualización.

La tapa superior de la maqueta tiene dos misiones fundamentales. Por un lado, ha de servir como soporte para la tobera utilizada durante los ensayos. En este sentido, existen dos posibles configuraciones para esta pieza: la primera de ellas (Figura 3.11.a) está diseñada para albergar un inyector comercial junto con su tobera correspondiente; la segunda opción (Figura 3.11.b) permite trabajar con modelos simplificados de toberas. Estos modelos consisten en plaquitas circulares de acero inoxidable de 1 mm de espesor a las que se les practica un orificio similar a los existentes en toberas reales. La ventaja de estos modelos de toberas es que se puede obtener un amplio elenco de geometrías muy diversas de forma sencilla y económica.

A lo largo de la presente Tesis, la maqueta trabajará bajo dos configuraciones principales. En la primera de ellas el fluido que rellenará la maqueta de inyección será gasoil líquido. De esta forma, la visualización por iluminación

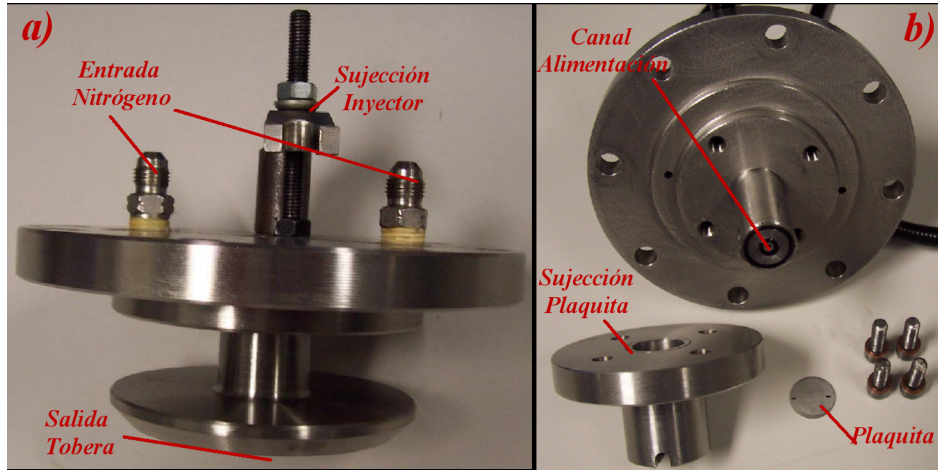


Figura 3.11: Tapa superior de la maqueta presurizada de inyección a- Versión para inyectores. b- Versión para modelos simplificados.

trazera difusa nos permitirá discernir entre las fases líquida y vapor del propio gasoil, debido a la diferencia en el índice de refracción de ambas. En este caso, el gasoil se alimenta desde la tobera, y la presión será controlada gracias a un regulador de presión situado aguas abajo. Una vez que la presión está estable, el combustible evacuado puede ser dirigido a una balanza para medir el gasto másico que atraviesa el modelo de tobera utilizado en condiciones estacionarias. Un esquema de la instalación se muestra en la Figura 3.12.

En la segunda configuración se utilizará como fluido de descarga nitrógeno, lo que permitirá simular las condiciones de densidad presentes en una cámara de combustión real. En este caso, la tapa superior contiene la entrada de nitrógeno a la maqueta, que provendrá de una botella de nitrógeno presurizado. Con el fin de que este proceso sea más eficiente y que el nitrógeno se reparta de la forma más homogénea posible se prevén dos orificios de entrada a la maqueta. Además, la forma de la tapa hace que el gas de descarga llegue al interior de la maqueta distribuido principalmente en torno a las paredes de la misma. Así se trata de disminuir el posible efecto del flujo de nitrógeno sobre el comportamiento del chorro, así como el posible ensuciamiento de las ventanas provistas para su visualización.

La tapa inferior incluye un sensor de presión, que permite controlar la presión en el interior de la maqueta, así como la salida del circuito de nitrógeno, por el que se evacua la mezcla del gas de descarga y el combustible inyectado en cada momento. Aguas abajo de la maqueta se encuentra un regulador electrónico de presión que permite mantener la presión estable en el valor deseado

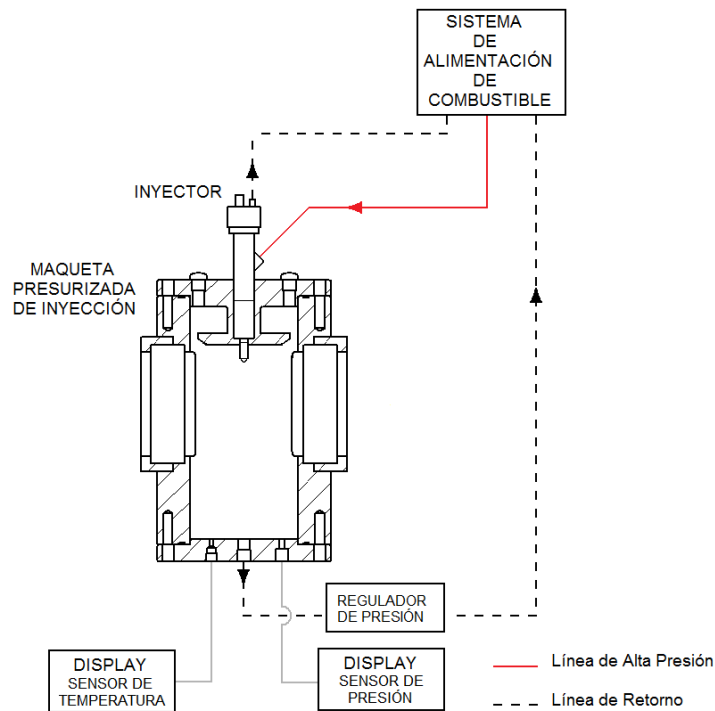


Figura 3.12: Esquema de la instalación utilizando gasoil líquido como fluido de descarga.

para cada ensayo. El esquema completo de esta configuración se muestra en la Figura 3.13.

3.5.2. Configuración óptica

La visualización por iluminación trasera difusa se basa en la diferencia entre el índice de refracción del fluido que se desea visualizar y el fluido que lo rodea. De esta forma, los haces de luz alcanzan el fluido de trabajo se desvían como consecuencia de la refracción, mientras que el resto continúan su camino libremente. Así, la imagen formada en el lado contrario a aquél donde se sitúa la iluminación muestra la sombra de aquello que se desea observar. Esta con-

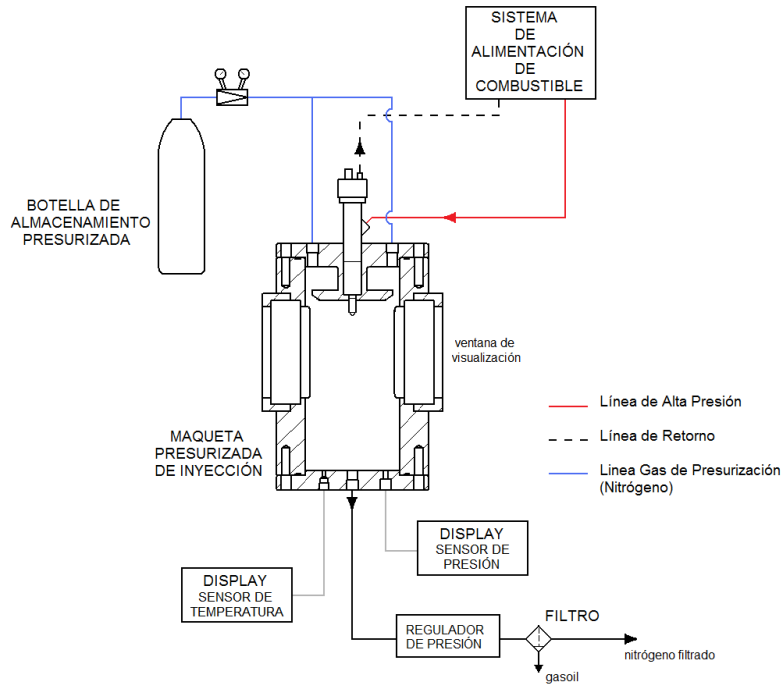


Figura 3.13: Esquema de la instalación utilizando nitrógeno presurizado como fluido de descarga.

figuración ha sido ampliamente utilizada para el estudio del comportamiento del chorro [4, 7, 8, 14].

Para utilizar este tipo de técnica, es necesario disponer de una fuente de iluminación y un difusor óptico, así como de una cámara que capture las imágenes formadas. Así mismo, resulta importante a fin de mejorar la calidad de las imágenes obtenidas que estos elementos, así como el objeto a visualizar (en este caso el chorro diésel inyectado) se encuentren perfectamente alineados. En caso contrario, la imagen formada sobre el sensor de la cámara aparecería deformada como consecuencia de la inclinación existente entre los distintos elementos. Además, se utilizará una lente biconvexa que servirá para incrementar la relación de aumento de la misma (es decir, ampliar la capacidad de acercamiento al objeto de la visualización), permitiendo el estudio del chorro en sus primeros milímetros. Este elemento debe también alineado con los demás, de forma que la luz procedente de la zona del chorro objeto de estudio atraviese la lente en una posición lo más centrada posible. Para garantizar la correcta

alineación de los distintos elementos, se dispone la maqueta de inyección sobre un banco de trabajo, al que se le acopla un sistema de coordenadas móvil sobre los que se sitúan el resto de elementos de la instalación.

A continuación se describirán los aspectos más importantes de cada uno de los elementos citados previamente.

Láser pulsado de Nd-Yag

Como sistema de iluminación se utilizará una fuente de láser pulsado de Nd-Yag. Esta fuente emite haces de alta intensidad y concentración con una duración muy baja (del orden de 7-10 ns). Su longitud de onda fundamental está en el infrarrojo cercano, 1064 nm, pero lleva acoplados módulos que pueden duplicar, triplicar y cuadruplicar esta frecuencia obteniendo así longitudes de onda de 532 nm, 355 nm, y 266 nm (2^o, 3^o y 4^o armónico) respectivamente. Estos módulos están basados en redes cristalinas de KH_2PO_4 (KDP) y tienen una eficiencia del 30 % aproximadamente.

La principal ventaja de este tipo de láser para su utilización en los ensayos de visualización en campo próximo radica en la baja duración del pulso que emite. En efecto, para una velocidad de salida de unos 400 m/s (del orden de las velocidades existentes en un chorro diésel en condiciones reales) y una resolución de aproximadamente 1000 pixel/mm, una partícula de combustible diésel tarda aproximadamente 2.5 ns en recorrer una longitud de un píxel en la imagen. Por tanto, es necesario contar con una fuente de iluminación que permita obtener tiempos de exposición del orden de nanosegundos. En caso contrario, la imagen se mostraría distorsionada. Un ejemplo de la diferencia de la calidad de la imagen entre utilizar el láser pulsado o un *flash* de Xenon tradicional se muestra en la Figura 3.14.

Difusor óptico

Uno de los elementos importantes del sistema óptico es el difusor. Su misión principal es la de expandir la luz existente en el haz láser, de forma que la cámara de descarga quede iluminada de la forma más homogénea posible. Así mismo, este elemento tiene que filtrar parte de la intensidad emitida por la fuente láser, a fin de evitar cualquier daño en el sensor de la cámara.

Sin embargo, la utilización de un difusor óptico induce la aparición de un efecto óptico conocido como *speckle* [6]. Este problema surge al hacer pasar una luz coherente monocromática (como la emitida por el láser de Nd-Yag utilizado) a través de una superficie rugosa. En este caso, se produce un fenómeno

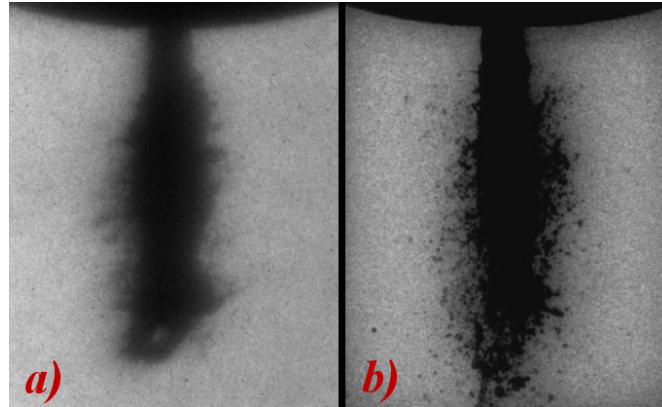


Figura 3.14: Ejemplos de imágenes de visualización en campo próximo con distintas fuentes de luz a- Flash de Xenon (tiempo de exposición: 500 ns) b- Láser pulsado de Nd-Yag (tiempo de exposición: 7-10 ns).

de interferencia que produce un patrón de aspecto granular sobre la imagen obtenida (ver Figura 3.15.a), disminuyendo de forma importante su calidad. La intensidad y el tamaño de las zonas de máxima y mínima intensidad que forman este patrón dependen fundamentalmente del material utilizado y de la rugosidad del mismo.

Una de las soluciones aceptadas para reducir la influencia de este efecto consiste en la utilización de un medio líquido como difusor [7]. Para tal fin se suele utilizar una solución de partículas de pequeño tamaño en agua, de forma que la difusión de la luz se produzca por efecto de la reflexión de la luz a lo largo de esas partículas (*multiple scattering*). Siguiendo este procedimiento, el tamaño y el contraste de las estructuras existentes en el patrón de *speckle* producido disminuyen al aumentar la concentración, pudiendo llegar a una configuración en la que la influencia sobre la calidad de la imagen sea mínima [16].

En particular, para los ensayos experimentales previstos en la presente Tesis se utilizará una solución de partículas con un diámetro del orden de $10\ \mu\text{m}$ sobre agua, con una concentración del 10 % en masa.

Cámara

Para la adquisición de las imágenes se utiliza una cámara *Sensicam*, de la marca *PCO Imaging* [15]. El sensor de la cámara es de tipo CCD y tiene una anchura de 7 mm, permitiendo obtener imágenes de 1376×1040 pixels, por

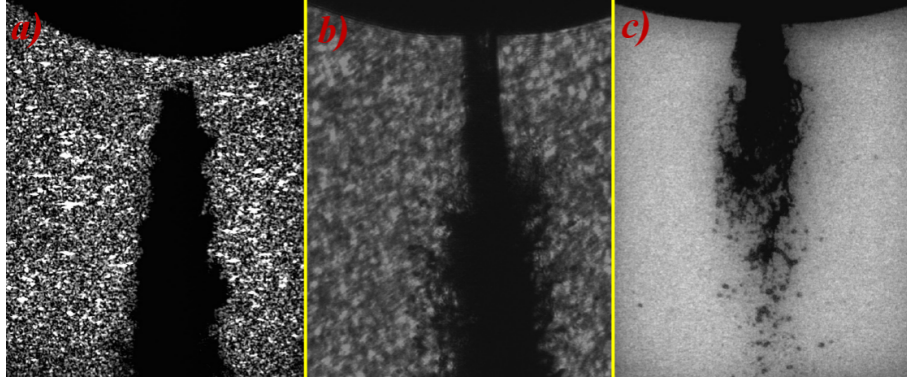


Figura 3.15: Resultado de la visualización del chorro en campo próximo utilizando diversos difusores. a- Difusor holográfico. b- Cristal opal. c- Difusor líquido.

lo que la relación pixel/mm puede ser bastante alta (de hasta 1000). Mediante esta cámara es posible obtener imágenes de 16 bits en niveles de gris y, además, sincronizarla externamente mediante señales TTL. El tiempo mínimo de exposición es de 500ns .

Lente

Con el fin de obtener imágenes con un alto grado de aproximación el enfoque de la imagen se realiza utilizando una lente biconvexa. Las características de la misma se muestran en la Tabla 3.1.

Tabla 3.1: Características de la lente biconvexa.

Distancia focal	100 mm
Diámetro	50 mm
Material	BK7
Índice de refracción	1.52

Para llevar a cabo los ensayos de visualización en campo próximo será necesario fijar las distancias entre los distintos elementos (chorro, lente y cámara), de forma que la imagen quede enfocada con el tamaño de ventana deseado. En el caso de una lente delgada, las distancias entre estos elementos se relacionan según la expresión 3.8

$$\frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2} = \frac{1}{f} \quad (3.8)$$

Siendo S_1 y S_2 las distancias entre el chorro y la lente y entre la lente y el sensor de la cámara, respectivamente. El cálculo de estas dos distancias se puede simplificar haciendo uso de la definición de la relación de magnificación o aumento M :

$$M = \frac{h_s}{h_w} \quad (3.9)$$

donde h_s es el tamaño del sensor de la cámara, que en este caso es de 7 mm y h_w es el tamaño de la ventana a visualizar. En el caso de una lente delgada, se puede demostrar que existe una relación entre M y las distancias previamente referidas:

$$M = \frac{f}{f - S_1} = \frac{S_2}{S_1} \quad (3.10)$$

Por último, es necesario tener en cuenta la presencia de la ventana de metacrilato de la maqueta de visualización en el camino óptico existente entre el plano de enfoque y la lente. Por ello, la distancia S_1 debe ser corregida en función de la anchura de esta ventana (30 mm) y su índice de refracción (≈ 1.495). Como resultado de este cálculo se obtienen las distancias mostradas en la Tabla 3.2 para las 3 configuraciones utilizadas a lo largo de la tesis.

Tabla 3.2: Distancias correspondientes a las configuraciones ópticas utilizadas.

Fluido	Resolución	S_1 [mm]	S_2 [mm]
Gasoil	1.2×1.5 mm	168	780
Nitrógeno	1.2×1.5 mm	131	566
Nitrógeno	4.2×5.5 mm	188	227

3.5.3. Procesado de las imágenes

A lo largo de la presente tesis se analizará el comportamiento del chorro diésel en campo próximo. Con este fin se utilizarán distintas configuraciones ópticas con distintos grados de magnificación, de forma que pueda estudiarse tanto la estructura general del chorro como los detalles de la interfase líquido-gas de descarga. Por tanto, los parámetros derivados del procesado de las imágenes difieren según la configuración óptica utilizada.

En cualquier caso, el primer paso que debe llevarse a cabo para obtener la información necesaria de las imágenes consiste en la obtención del contorno

del chorro. Para este fin se utilizará un algoritmo desarrollado en *Matlab v.7.1* basado en el método de Otsu [11]. Este método permite la obtención de contornos en imágenes en escala de grises que contienen básicamente dos niveles de intensidad diferentes (en este caso, las correspondientes al chorro y al fondo de la imagen). El método busca un nivel de intensidad umbral que maximice la varianza entre clases, permitiendo así diferenciar entre los objetos a extraer y el fondo. Un ejemplo del contorno detectado en una imagen típica de visualización en campo próximo se muestra en la Figura 3.16.

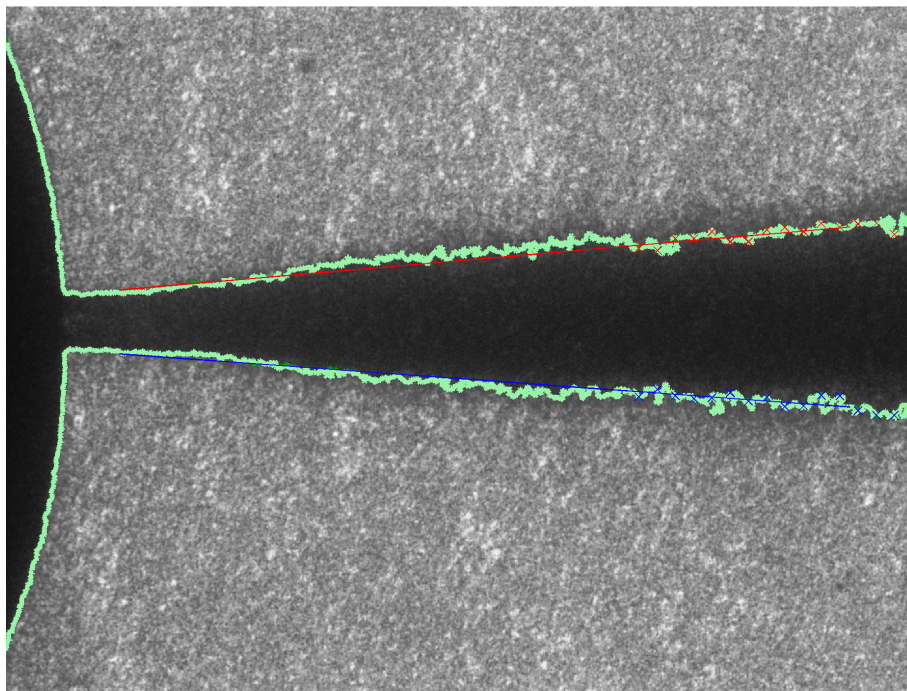


Figura 3.16: Ejemplo del contorno obtenido a partir del procesamiento de las imágenes.

Como se ha introducido previamente, los parámetros a obtener dependerán de la resolución de las imágenes obtenidas. En particular, las imágenes a una menor resolución permitirán obtener información acerca de la estructura general del chorro cerca del orificio de salida. En particular, se definirán los siguientes parámetros:

- Penetración. Se define como el alcance máximo del chorro en un instante determinado del proceso de inyección sobre el eje del chorro. Para definir

la dirección del eje del chorro se recurre a los valores de intensidad presentes en la imagen. En efecto, las imágenes se obtienen por iluminación trasera difusa, tal como se ha descrito previamente. Por tanto, los valores mínimos de intensidad en la imagen se corresponden a los de mayor concentración de combustible, que se corresponden con los del eje.

- **Ángulo de chorro.** Marca la apertura del chorro, ya sea en condiciones estacionarias o transitorias. Para definir este ángulo se recurre a sendos ajustes lineales sobre el perfil superior e inferior del contorno del chorro detectado mediante la rutina de procesamiento de imágenes. Tal como se verá posteriormente, es necesario asegurarse de que el perfil del chorro presenta realmente una evolución lineal con la posición axial para poder definir un ángulo de forma apropiada.
- **Longitud no perturbada.** Tal como se puede ver en la imagen anterior, el chorro presenta una primera zona en la que se muestra inalterado, con una anchura prácticamente constante e igual al diámetro de salida de la tobera.

Además de los parámetros generales de la estructura del chorro, se tomarán imágenes a una mayor resolución (hasta 1000 pixel/mm), que permitirán ofrecer más detalles acerca de la morfología del contorno del chorro.

Como resultado de la observación de estas imágenes se puede comprobar que, una vez que se supera la longitud no perturbada, aparece una serie de oscilaciones en el contorno del chorro detectado. Estas oscilaciones están directamente relacionadas con el desarrollo de la atomización primaria y la turbulencia del chorro. Respecto de estas oscilaciones se definen los siguientes parámetros:

- **Amplitud o magnitud de las perturbaciones.** Se calcula como una desviación promedio del contorno del chorro detectado sobre el perfil medio del mismo.
- **Distancia entre picos.** Representa la distancia promedio existente entre dos máximos o mínimos consecutivos del contorno oscilatorio del chorro.

3.6. Geometrías utilizadas y plan de trabajo

El objetivo principal de la presente tesis es profundizar en el conocimiento de la relación entre las características del flujo interno y el comportamiento

del chorro en las cercanías de la tobera. Con este fin se estudiará, en primer lugar, el fenómeno de la cavitación, como una de las características que ha mostrado una mayor importancia sobre los procesos de atomización primaria y mezcla aire-combustible en estudios precedentes. Para ello se utilizarán tanto una serie de modelos simplificados de toberas (Tabla 3.3) como varias toberas monorificio comerciales (Tabla 3.4).

Tabla 3.3: *Parámetros geométricos de los modelos simplificados de tobera.*

<i>Tobera</i>	D_e [mm]	D_o [mm]	AR [%]
<i>N1</i>	148	66	80
<i>N2</i>	166	90	70
<i>N3</i>	202	120	65
<i>N4</i>	104	66	60
<i>N5</i>	212	150	50
<i>N6</i>	108	82	42
<i>N7</i>	174	152	24
<i>N8</i>	216	200	14

Tabla 3.4: *Parámetros geométricos de las toberas mono-orificio.*

<i>Tobera</i>	D_e [mm]	D_o [mm]	AR [%]	r_e [mm]
<i>T87</i>	0.089	0.087	4.5	0.012
<i>T112</i>	0.140	0.112	36	0.042
<i>T138</i>	0.167	0.138	31.7	0.047
<i>T156</i>	0.195	0.156	36	0.049

Como primera aproximación para el estudio de la cavitación se utilizará una serie de modelos de toberas consistentes en discos de acero inoxidable de un milímetro de espesor taladrados mediante tecnología láser para producir distintos diámetros y grados de conicidad. En todos los casos el radio de acuerdo a la entrada del orificio será nulo, al no existir proceso de hidroerosión, lo que potencia la aparición de la cavitación incluso en toberas cónicas. Las geometrías de los modelos de toberas utilizados se encuentran disponibles en la tabla 3.3. Las características mostradas se han obtenido mediante la visualización directa de los orificios de entrada y salida de los modelos de tobera utilizados mediante un microscopio electrónico de barrido.

Estas geometrías serán estudiadas en condiciones de flujo continuo, por lo que la presión aguas arriba de los orificios no superará los 35 MPa. Así, para 3 niveles de presión de inyección (15, 25 y 35 MPa), se seguirá la siguiente metodología:

- Caracterización hidráulica de los orificios. En este caso, consistirá en la medición del flujo proporcionado por las toberas en las tres presiones de inyección consideradas y distintas contrapresiones. De esta forma se podrán detectar las condiciones críticas de cavitación, definidas como aquéllas en las que el flujo másico se colapsa. La medición del flujo másico de estos modelos de toberas se llevará a cabo utilizando la maqueta de visualización en su configuración con gasoil como fluido de descarga (descrita previamente). De esta forma, el gasoil evacuado tras el regulador de presión será derivado a una balanza que permitirá medir el flujo másico estacionario.
- Detección de las burbujas de cavitación. Utilizando la técnica de visualización en campo próximo con gasoil como fluido de descarga se podrán detectar las condiciones de presión en las que aparecen por primera vez burbujas de cavitación aguas abajo de los orificios de salida de las toberas. Estas condiciones serán detectadas siguiendo dos metodologías: partiendo de condiciones cavitantes (es decir, baja presión de descarga), de forma que se caracteriza la presión de descarga a la que la cavitación a la salida desaparece, o partiendo de condiciones no cavitantes (alta presión de descarga), detectando las condiciones a las que se producen las primeras burbujas de cavitación.
- Estudio de condiciones características. Además de la condición a la que aparecen las burbujas de cavitación, se utilizará la técnica de visualización en campo próximo para estudiar el aspecto de la cavitación a la salida del orificio en otras dos situaciones características: por un lado, las condiciones críticas detectadas mediante el colapso de flujo másico, y por otro lado las condiciones de cavitación más extremas reproducibles en la maqueta: presión de descarga de 0.1 MPa.

A continuación se realizará un estudio sobre una serie de toberas mono-orificio axisimétricas. En primer lugar se utilizará una tobera cilíndrica de 0.087 mm de diámetro de salida en la que las condiciones críticas de cavitación se alcanzan en condiciones de presión reproducibles en la maqueta de visualización, lo que permitirá analizar la influencia de la cavitación sobre el comportamiento del flujo. Este estudio comprenderá las siguientes fases:

- Caracterización hidráulica. La medida conjunta de tasa y flujo de cantidad de movimiento en pulsos largos de inyección ($4ms$) permitirá obtener las condiciones a las que se produce el colapso de flujo másico. Así mismo, se obtendrán los coeficientes adimensionales definatorios del flujo interno

para ambas toberas en condiciones similares, que podrán ser posteriormente relacionados con el comportamiento del chorro.

- Visualización en atmósfera de gasoil. Al igual que se hizo con los modelos simplificados, la visualización sobre gasoil presurizado permite detectar las burbujas de cavitación obtenidas para la tobera cilíndrica. De esta forma, se podrán comparar los resultados obtenidos en el estudio anterior con las toberas simplificadas con el comportamiento de una tobera más cercana a la realidad.
- Visualización en atmósfera de nitrógeno. Se caracterizará la visualización del chorro diésel no evaporativo para dos niveles de aproximación: uno intermedio, con una ventana de visualización de hasta 5 mm, y otro mayor, hasta aproximadamente 1.2 mm. Así, se tratará de comparar el comportamiento del chorro entre condiciones cavitantes y no cavitantes para una misma tobera.

Pese a la importancia que tiene la cavitación sobre el comportamiento del chorro en campo próximo, existen otros factores cuyo efecto ha de ser estudiado. Con este fin se ha hecho un estudio completo del chorro en ausencia de cavitación a través del uso de otras 3 geometrías cónicas de distinto diámetro, como se puede apreciar en la Tabla 3.4. Las características del flujo a la salida de la tobera serán descritas a través de diversos coeficientes adimensionales (C_d , C_a , C_v , Re , etc.), que serán relacionados con los parámetros del chorro obtenidos a partir del procesado de las imágenes obtenidas (ver apartado 3.5.3). Así mismo, el modelo de chorro unidimensional previamente descrito (sección 5.4.1) servirá para analizar la estructura general del chorro obtenida de las imágenes y evaluar la capacidad de un modelo sencillo para reproducir parámetros internos como la longitud intacta.

3.A. Anexo: Metodología detallada para el procesado de las imágenes

Uno de los puntos importantes a la hora de trabajar con cualquier técnica de visualización estriba en el procesado de las imágenes obtenidas. En términos generales, el procesado de imágenes como las resultantes de la visualización de un chorro diésel se basa en la detección de un umbral de intensidad que permita discernir si un pixel determinado corresponde al chorro de inyección o al fluido en la descarga, que da el fondo de la imagen. Una vez que el contorno del chorro ha sido obtenido será posible cuantificar distintos parámetros físicos que

describan el comportamiento del mismo, los cuales dependen en gran medida de la técnica de visualización utilizada.

A continuación se describirá a grandes rasgos el método utilizado a lo largo de la presente Tesis para el procesamiento y análisis de las imágenes obtenidas. Además, se detallará la forma de cuantificar los distintos parámetros que caracterizan el comportamiento del chorro, diferenciados en función de la resolución de la imagen (alta, de aproximadamente 1.2×1.5 mm, o media, con unos 4.2×5.5 mm).

3.A.1. Algoritmo para la detección del contorno

La Figura 3.16, incluida en el apartado 3.5.3 de la presente Tesis, muestra un ejemplo de una imagen de chorro junto con el contorno obtenido de la misma. Para calcular el umbral que permite definir este contorno se ha utilizado un algoritmo basado en el método de Otsu [11].

Para ayudar a comprender cómo funciona el algoritmo utilizado se presenta en la Figura 3.17 el histograma correspondiente a la imagen mostrada. Como se puede apreciar, el histograma presenta dos máximos centrados en valores de intensidad cercanos a 0.2 y 0.6. En particular, al utilizarse una técnica de visualización por iluminación trasera difusa, el primer máximo se corresponde los píxeles ocupados por el chorro, en los que los niveles de intensidad medidos son muy bajos ya que los haces de luz que llegan al chorro se ven desviados como consecuencia de la refracción, de forma que son muy pocos los que llegan al sensor de la cámara. En cambio, los niveles de gris que forman el fondo de la imagen se sitúan en un nivel de intensidad más elevado.

Como se puede ver, las distribuciones correspondientes a cada una de las entidades a detectar (chorro y ambiente) se encuentran parcialmente superpuestas, de modo que no resulta sencillo a priori fijar un umbral que permita separar una de otra. Por tanto, es necesario establecer un algoritmo que optimice de forma satisfactoria la búsqueda de este umbral, teniendo en cuenta además las posibles fluctuaciones de la intensidad de luz emitida por el láser utilizado como fuente de iluminación.

El método propuesto en la presente Tesis se basa en la búsqueda del máximo valor de la varianza entre las clases C_1 y C_2 , compuestas por los píxeles correspondientes al chorro y al fondo de la imagen, respectivamente. Esta varianza entre clases se define como:

$$\sigma_B^2 = \frac{[\mu_T \omega(h) - \mu(h)]^2}{\omega(h) [1 - \omega(k)]} \quad (3.11)$$

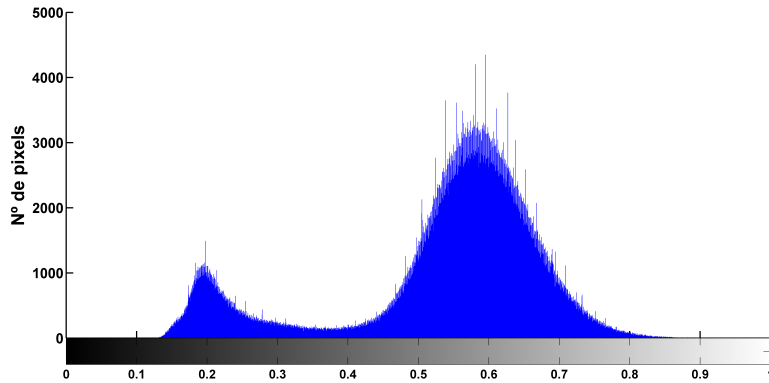


Figura 3.17: Histograma de una imagen correspondiente a la visualización del chorro a alta resolución.

donde μ_T es el nivel de intensidad promedio en la imagen, h es el umbral que separa las dos clases, y $\omega(k)$ y $\mu(k)$ son la probabilidad y el nivel medio de intensidad correspondientes a la clase C_1 (valores menores al umbral) se calculan como:

$$\omega(k) = \sum_{i=1}^h \frac{n_i}{N}, \mu(k) = \sum_{i=1}^h i \frac{n_i}{N} \quad (3.12)$$

siendo n_i el número de píxeles existentes en el nivel de intensidad i y N el número total de píxeles de la imagen.

A la hora de maximizar la varianza entre clases, el programa de procesado sigue un procedimiento iterativo. En primer lugar, calcula los dos máximos del histograma correspondientes a ambas clases (en el ejemplo mostrado anteriormente, los valores de aproximadamente 0.2 y 0.6). Como valor de partida el algoritmo utiliza el punto medio entre estos dos máximos. Después, va modificando el umbral h hasta alcanzar el valor óptimo de la varianza entre clases. Por ejemplo, en el caso expuesto anteriormente el umbral de intensidad calculado está en un valor de 0.375, lo que permite obtener el contorno del chorro mostrado en la Figura 3.16.

3.A.2. Parámetros obtenidos de la visualización a alta resolución

Como se ha introducido previamente, de cada una de las configuraciones ópticas utilizadas es posible obtener distinta información respecto al comportamiento del chorro. En primer lugar se van a definir los parámetros extraídos de las imágenes a alta resolución:

- Longitud inicial o longitud no perturbada. Se define como la posición axial hasta la cual el chorro se muestra como una columna de líquido no perturbada, en la que todavía no ha comenzado el englobamiento de aire. Para calcularla, se busca la posición en la cual la anchura del chorro excede por primera vez un 3% el valor del diámetro de salida de la tobera.
- Magnitud de las oscilaciones. Se define como la desviación promedio del contorno del chorro respecto al perfil promedio del mismo:

$$BO = \frac{\sum_{j=1}^n (x_j - \bar{x}_j)^2}{n} \quad (3.13)$$

siendo x_j cada uno de los puntos del perfil detectado para el chorro, \bar{x}_j el perfil medio del mismo y n el número total de puntos del contorno. El cálculo del perfil medio del chorro y de la magnitud de las oscilaciones se realiza por un ajuste de mínimos cuadrados para cada una de las posiciones axiales en que el chorro es evaluado.

- Distancia promedio entre picos. Es el promedio de la distancia entre dos picos o dos valles consecutivos a lo largo del contorno del chorro detectado. Para obtener este valor, se calcula la derivada numérica del vector que define los puntos del contorno del chorro, determinando los máximos y mínimos locales allí donde la derivada se anula. En el caso que nos ocupa, al poder discretizar el perfil del chorro con un paso muy pequeño (del orden de un pixel), resulta suficiente llevar a cabo el cálculo de la derivada a través de un método de primer orden adelantado. Por lo tanto:

$$b'(x_i) = \frac{b(x_{i+1}) - b(x_i)}{x_{i+1} - x_i} \quad (3.14)$$

donde b representa el vector que incluye las coordenadas de los puntos correspondientes al contorno del chorro detectado.

Utilizando una fórmula de este tipo, es posible acotar el error de truncamiento a través de la siguiente expresión:

$$E(x_i) \leq \frac{x_{i+1} - x_i}{2} \max_{(x_i, x_{i+1})} |b''(x_i)| \quad (3.15)$$

Si se evalúa esta expresión es posible determinar que el error de truncamiento es mejor o igual a un pixel en los casos estudiados.

3.A.3. Parámetros obtenidos de la visualización a media resolución

En el caso de las imágenes obtenidas a la resolución más baja empleada a lo largo de la presente Tesis (4.2×5.5 mm), será posible definir los siguientes parámetros a partir del contorno del chorro:

- Ángulo del chorro. Este parámetro se define a partir de la hipótesis de que el chorro muestra una geometría similar a un cono en su zona estacionaria. Por lo tanto, si se realiza un ajuste lineal realizado sobre las partes superior e inferior del contorno del chorro, sería posible calcular el ángulo del mismo como el ángulo formado entre las dos rectas obtenidas como resultado de este ajuste. Sin embargo, como se verá posteriormente, esta hipótesis sólo resulta válida a partir de una determinada distancia, que será denominada longitud de transición, mientras que previamente a esta longitud la evolución de la anchura del chorro no es lineal.

Para solventar este problema se aplica la siguiente metodología. Se divide en primer lugar el contorno del chorro en tramos de 50 píxeles, empezando por el final del mismo. A partir de estos tramos se define una serie de vectores $b_1 \dots b_{nt}$, siendo nt el número total de tramos, que incluyen las coordenadas de los puntos del contorno del chorro correspondientes a cada uno de estos tramos de forma acumulativa (es decir, el vector b_1 incluye los puntos del primer tramo del contorno, el b_2 los correspondientes al primer y al segundo tramo, y así sucesivamente). La forma en que se definen estos vectores se puede ver sobre la figura 3.18.

Con la información existente en cada uno de estos vectores $b_1 \dots b_{nt}$ es posible obtener un ajuste lineal sobre la parte superior e inferior del contorno del chorro, como se ha introducido previamente, calculándose el ángulo existente entre las dos rectas obtenidas. Mientras el perfil del chorro muestre una forma cónica, el error encontrado a la hora de realizar

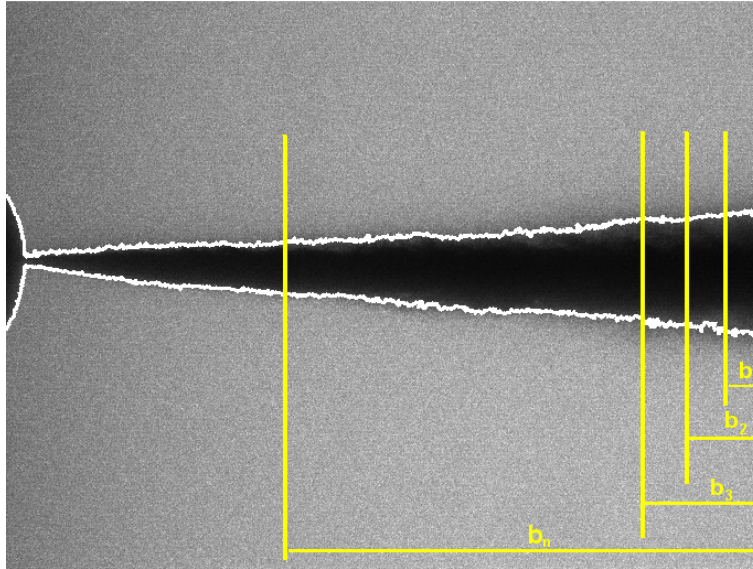


Figura 3.18: Contorno procesado de una imagen correspondiente a la visualización del chorro a media resolución.

ambos ajustes lineales irá disminuyendo conforme se aumenta el número de tramos, como consecuencia de la existencia de una mayor cantidad de puntos disponibles. Sin embargo, en el momento en que el aspecto del chorro se desvía respecto a este comportamiento lineal, el error asociado a la estimación de estos ajustes lineales aumenta. Por lo tanto, el ángulo del chorro vendrá dado por el definido en el tramo que muestre un menor error en la obtención de la recta de ajuste.

En lo que se refiere a la longitud de transición, será calculada como la distancia a la cual el perfil del chorro muestra una desviación respecto al ajuste lineal de un 2.5 %.

- Penetración del chorro. Se calculará como la máxima distancia del perfil del chorro detectado respecto a la posición de la tobera de inyección.

Bibliografía

- [1] Autodesk: *AutoCAD user's manual*, 1999.
- [2] BOSCH, W.: «Fuel Rate Indicator Is a New Measuring Instrument for Display of the Characteristics of Individual Injection», *SAE Paper 660749*, (1966).
- [3] DIVER, C., J. ATKINSON, B. BEFRUI, H. J. HELML, y L. LI: «Improving the geometry and quality of a micro-hole fuel injection nozzle by means of hydroerosive grinding», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers – Part B – Engineering Manufacture*, 221 (2007), nº 1, 1–9.
- [4] GAO, Y., J. DENG, C. LI, F. DANG, Z. LIAO, Z. WU, y L. LI: «Experimental study of the spray characteristics of biodiesel based on inedible oil», *Biotechnology Advances*, 27 (2009), nº 5, 616 – 624.
- [5] GIMENO, J.: *Desarrollo y aplicación de la medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2008.
- [6] GOODMAN, J.: «Some fundamentals properties of speckle», *Journal of the Optical Society of America*, 66 (11) (1976), 1145–1150.
- [7] HILLAMO, H., T. SARJOVAARA, O. KAARIO, V. VUORINEN, y M. LARMI: «Diesel spray visualization and shockwaves», *Atomization And Sprays*, 20 (3) (2010), 177–189.
- [8] JEONG, H., K. LEE, y Y. IKEDA: «Investigation of the spray characteristics for a secondary fuel injection nozzle using a digital image processing method», *Measurement Science and Technology*, 18 (2007), nº 5, 1591.
- [9] KAMPMANN, S., B. DITTUS, P. MATTES, y M. KIRNER: «The influence of hydro grinding at VCO nozzles on the mixture preparation in a D.I. diesel engine», *SAE transactions*, 105 (1996), nº 3, 1329–1339.
- [10] MACIÁN, V., V. BERMUDEZ, R. PAYRI, y J. GIMENO: «New technique for determination of internal geometry of a diesel nozzle with the use of silicone methodology», *Experimental Techniques*, 27 (2003), nº 2, 39–43.
- [11] OTSU, N.: «A threshold selection method from gray-level histograms», *IEEE Transactions on Systems, Man and Cybernetics*, SMC-9, nº1 (1979), 62–66.

-
- [12] PAYRI, R., J. GARCIA, F. SALVADOR, y J. GIMENO: «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics», *Fuel*, 84 (2005), nº 5, 551–561.
- [13] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO, y G. BRACHO: «A new methodology for correcting the signal cumulative phenomenon on injection rate measurements», *Experimental Techniques*, 32 (2008), nº 1, 46 – 49.
- [14] PAYRI, R., F. J. SALVADOR, J. GIMENO, y V. SOARE: «Determination of diesel sprays characteristics in real engine in-cylinder air density and pressure conditions», *Journal Of Mechanical Science And Technology*, 19 (2005), nº 11, 2040–2052.
- [15] PCO imaging: *Manual de la cámara SensiCam Double Shutter*.
- [16] PIEDERRIÈRE, Y., J. CARIOU, Y. GUERN, B. LE JEUNE, G. LE BRUN, y J. LOTRIAN: «Scattering through fluids: speckle size measurement and Monte Carlo simulations close to and into the multiple scattering», *Optics Express*, 12 (1) (2004), 176–188.
- [17] PLAZAS, A. H.: *Modelado unidimensional de inyectoros common-rail Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.

Capítulo 4

Influencia de la cavitación sobre el proceso de atomización

4.1. Introducción

Como se ha visto en el capítulo 2 algunos estudios han indicado una relación entre la cavitación y el proceso de atomización del chorro diésel. Sin embargo, ambos son fenómenos complejos y difíciles de estudiar de forma directa en condiciones reales de funcionamiento del motor. Por este motivo, existen aún incertidumbres importantes respecto a la interacción entre ambos. En este aspecto se centrará el presente capítulo.

El primer paso para llevar a cabo este estudio consiste en la propia detección de la cavitación en el interior de las toberas de inyección. Para ello han de utilizarse técnicas no intrusivas, de forma que las particularidades del flujo en el interior de los orificios de descarga se respeten en la medida de lo posible. En este sentido, la caracterización hidráulica de las toberas permite detectar las condiciones en las que se produce el colapso de flujo másico inducido por la cavitación. Sin embargo, algunos estudios han mostrado que existen diferencias importantes entre estas condiciones y las del inicio real de la cavitación, de forma que el colapso de flujo se corresponde realmente a condiciones de cavitación más severas [10, 20].

Por este motivo se ha decidido aplicar la técnica de visualización en campo próximo, descrita en la sección 3.5, con el fin de detectar la cavitación en su estado más incipiente. Para ello se realiza la inyección sobre un entorno de gasoil líquido presurizado, de forma que la diferencia de densidad e índice de refracción entre las fases líquida y vapor permite diferenciar las burbujas de cavitación que salen del orificio de descarga. En primer lugar se llevará a cabo un estudio utilizando esta técnica con modelos simplificados de toberas, consistentes en discos de acero inoxidable de 1 mm de espesor con un orificio taladrado mediante láser. De esta forma se validará la técnica de visualización de la cavitación para un amplio elenco de geometrías que no habría sido posible abarcar con toberas reales.

Una vez llevado a cabo este estudio preliminar, se tratará de extender esta metodología para el estudio de una tobera mono-orificio cilíndrica, con un diámetro de salida de 0.087 mm. A continuación se realizarán ensayos de visualización del chorro en una atmósfera de nitrógeno que reproduce las condiciones de presión y densidad en la cámara de combustión en el momento del comienzo de la inyección. De esta manera se tratará de estudiar la relación existente entre la presencia de cavitación a la salida del orificio y el aspecto del chorro diésel. Para ello se hará funcionar a la tobera cilíndrica bajo régimen cavitante y no cavitante, en función de los resultados obtenidos de la visualización sobre atmósfera de gasoil.

4.2. Estudio con geometrías simplificadas

En esta sección se va a estudiar el fenómeno de la cavitación sobre un conjunto de toberas simplificadas de diferente geometría (ver tabla 3.3). Para ello, se medirá en primer lugar el flujo másico que atraviesa los orificios en condiciones estacionarias, de forma que se puedan caracterizar las condiciones en las que se produce el colapso de flujo másico. Una vez llevado a cabo este estudio, se visualizará la cavitación existente a la salida de los orificios a través de la técnica de visualización en campo próximo introducida en la sección 3.5.

4.2.1. Caracterización del flujo másico estacionario

El primer paso en este estudio consiste en la medición del flujo másico que atraviesa las toberas en condiciones estacionarias. Los ensayos llevados a cabo para tal fin se han realizado utilizando la maqueta descrita en la sección 3.5.1 de la presente Tesis. Se ha seguido la siguiente metodología:

- Se fija la presión de inyección. La válvula existente aguas abajo de la maqueta se mantiene en posición cerrada, de forma que el combustible inyectado sirve para el llenado de la cámara.
- Una vez que la maqueta se encuentra llena, la válvula reguladora de presión comienza a actuar hasta alcanzar la presión de consigna.
- Cuando se alcanzan las condiciones estacionarias, el caudal que se inyecta a través de la tobera es el mismo que sale de la maqueta a través de la válvula reguladora. Este caudal es derivado a una balanza, permitiendo medir el flujo másico.

A fin de caracterizar de forma exhaustiva el comportamiento hidráulico de las toberas se realizarán ensayos a 3 niveles de presión de inyección (15, 25 y 35 MPa) y presiones de descarga de entre 0.1 y 5.5 MPa, a intervalos de 0.5 MPa, partiendo de la presión más baja. En el caso de que se detecte el colapso de flujo másico inducido por la cavitación se realiza un nuevo estudio en torno a la zona crítica, con un paso de 0.1 MPa en la contrapresión, de forma que la detección de las condiciones críticas sea lo más exacta posible. Un ejemplo de la información obtenida se encuentra en la Figura 4.1, en las que se muestra la evolución del flujo másico obtenido para la tobera N7 frente a la raíz de la diferencia de presiones para las tres presiones de inyección ensayadas. Como se puede ver, el flujo másico crece linealmente con la raíz de la diferencia de presiones hasta alcanzar las condiciones críticas de cavitación, punto a partir del cual el flujo másico se colapsa.

A partir del valor de flujo másico estacionario puede calcularse el coeficiente de descarga, según la ecuación 2.8. En primer lugar nos centraremos en analizar el comportamiento de las toberas en condiciones no cavitantes. Según se vio en la sección 2.3.4 el coeficiente de descarga tiene una evolución asintótica con el número de Reynolds, tal como se ve en la Figura 4.2 para todas las toberas estudiadas.

Sin embargo, como se puede apreciar, en el momento en que comienza la cavitación el C_d cae bruscamente, abandonando el comportamiento asintótico frente al número de Reynolds.

Las expresiones habituales en la literatura para describir el comportamiento del coeficiente de descarga con el número de Reynolds muestran que existe una influencia importante del valor asintótico o coeficiente de descarga máximo (C_{dmax}) con la geometría de la tobera, si bien la forma de la curva es independiente de la misma (ver tabla 2.2). En este sentido, Salvador propone en

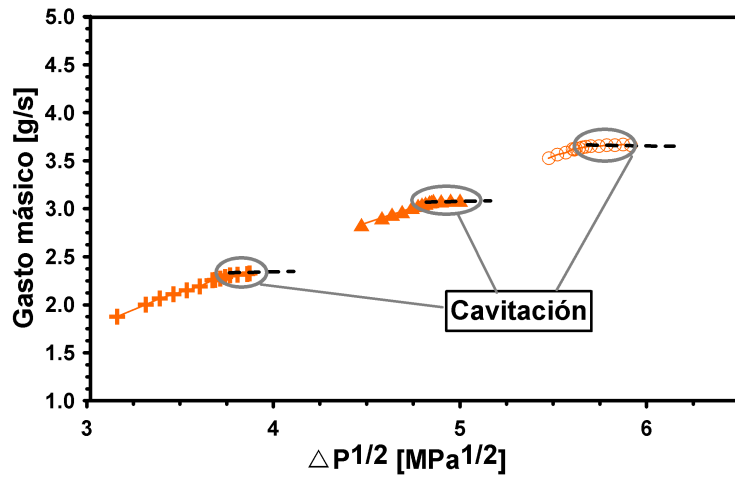


Figura 4.1: Flujo másico estacionario frente a la raíz de la diferencia de presiones. Tobera N7

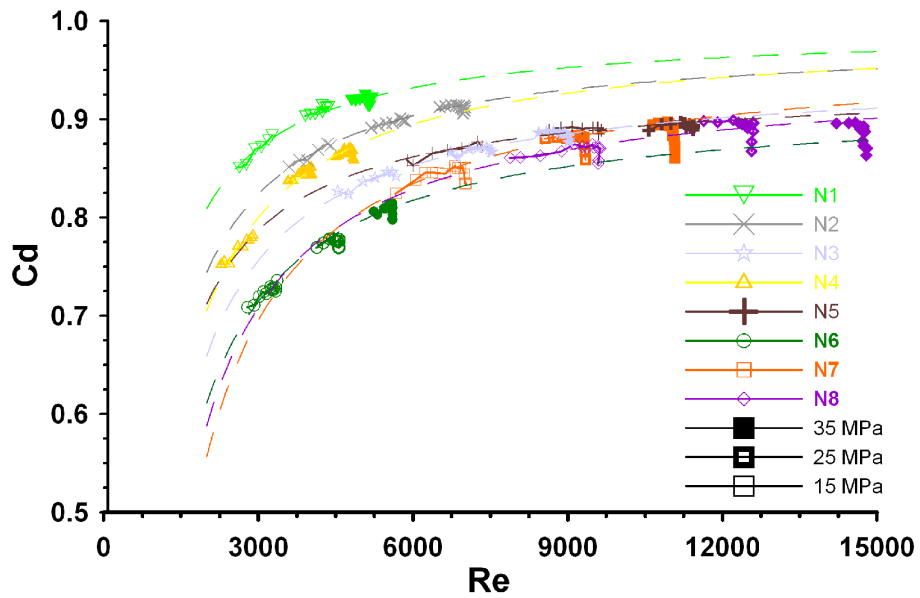


Figura 4.2: Coeficiente de descarga frente al número de Reynolds.

su Tesis [17] la siguiente correlación para el coeficiente de descarga en toberas de inyección diésel:

$$C_d = 0.98 - 0.07(r^{-0.49}d^{-1.14}D_o^{1.20}AR^{-0.088}) - \frac{10.7}{Re_t^{0.5}} \quad (4.1)$$

Sin embargo, en la figura 4.2 se aprecia que la geometría sí que puede ser un factor significativo también en la forma en la que el C_d crece con el número de Reynolds. Por este motivo, y tomando como base la correlación previamente establecida por Salvador [17], se busca una correlación para el coeficiente de descarga de la siguiente forma:

$$C_d = C'_d + a(AR^b D_o^c) - \frac{kAR^d D_o^e}{Re^f}, \quad (4.2)$$

Esta correlación ha sido llevada a cabo a partir de los valores del coeficiente de descarga en condiciones no cavitantes. Por tanto, los puntos en los que el C_d ha decaído como consecuencia de la cavitación no han sido tenidos en cuenta en el ajuste estadístico de los datos. Los resultados del mismo se muestra en la tabla siguiente:

Tabla 4.1: Correlación para el coeficiente de descarga en función del número de Reynolds.

Coeficiente	Valor estimado	Intervalo de confianza
C'_d	0.97	[0.89, 1.05]
a	$3.8e - 12$	[$2.1e - 12$, $4.8e - 11$]
b	0.51	[0.30, 0.72]
c	-2.63	[-2.99, -2.27]
k	$4.5e - 4$	[$4.8e - 3$, $5.3e - 5$]
d	-0.22	[-0.32, -0.14]
e	-1.12	[-1.29, -0.98]
f	0.52	[-0.43, -0.61]

$$R^2 = 92.6\%$$

Como se puede apreciar, la correlación muestra un buen ajuste con los datos experimentales, siendo la influencia de todos los parámetros incluidos en la correlación estadísticamente significativa. Por lo tanto, se puede ver que existe una influencia no despreciable de la geometría de la tobera en la constante del término proporcional a $1/Re^{0.5}$. Según los resultados de la correlación, cuanto mayores son el diámetro y la conicidad de una tobera, menor es el valor de

esta constante, siendo mayor la influencia del diámetro de salida. En cuanto al valor asintótico del C_d , éste aumenta con la conicidad y disminuye con el diámetro de salida.

Una vez estudiado el comportamiento hidráulico de las toberas en ausencia de cavitación se procede a caracterizar las condiciones críticas de cavitación según el criterio de Nurick [12](es decir, mediante el colapso de flujo másico). Tal como se vio en la figura 4.1, el flujo másico crece de forma lineal con la raíz de la diferencia de presiones hasta alcanzar las condiciones críticas. Así pues, un criterio para obtener estas condiciones críticas consiste en realizar un ajuste lineal de la evolución de \dot{m}_f vs. Δp y obtener el valor en el que se alcanza el valor del gasto másico colapsado. Siguiendo esta metodología se definen para cada geometría y cada valor de presión de inyección el número de cavitación crítico:

$$K_{crit} = \frac{p_i - p_{vap}}{p_i - p_{bcrit}} \quad (4.3)$$

Tabla 4.2: Números de cavitación críticos para las distintas toberas y presiones de inyección estudiadas.

Tobera	K_{crit}		
	15 MPa	25 MPa	35 MPa
N1	1	1	1
N2	1	1.01	1.02
N3	1	1	1.03
N4	1	1.03	1.04
N5	1	1.02	1.04
N6	1.01	1.03	1.04
N7	1.05	1.06	1.08
N8	1.05	1.06	1.07
	1 - sin cavitación		

La tabla 4.2 muestra los valores del número de cavitación crítico hallados para las toberas estudiadas. En este caso, dado que la presión de vapor del combustible es muy inferior a las presiones de trabajo utilizadas, ésta ha sido considerada como despreciable para el cálculo del número de cavitación. Según la definición anterior, números de cavitación críticos más cercanos a la unidad implican una menor tendencia a cavitarse, ya que necesitan trabajar en valores de contrapresión más bajos para alcanzar el colapso de flujo másico. De hecho, el valor límite de 1 indica que en el rango de contrapresiones ensayadas la

tobera no ha presentado cavitación. En cambio, las toberas más cavitantes muestran valores de K_{crit} mayores.

En la Figura 4.3 se muestra en un gráfico de burbujas la evolución del número de cavitación crítico para las toberas estudiadas en función de su geometría para la presión de inyección de 35 MPa. Como se puede ver, las geometrías más tendentes a cavitarse (es decir, menores conicidad y mayores diámetros de salida) muestran mayores valores de K_{crit} , tal como era de esperar [12, 17, 18].

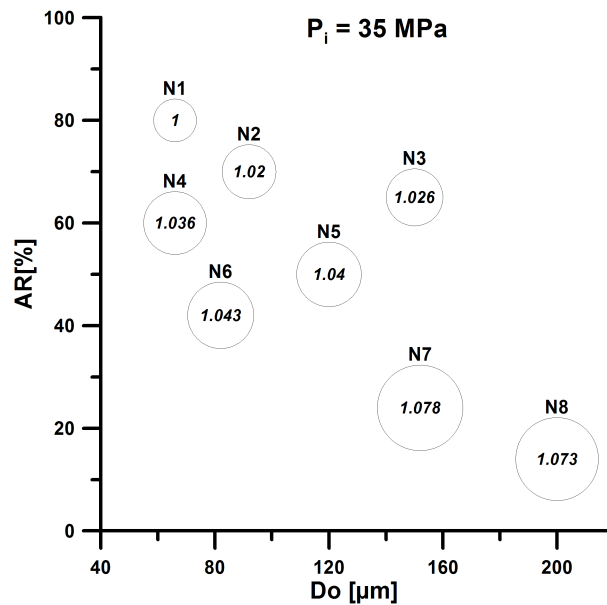


Figura 4.3: Número de cavitación crítica en función de la geometría de la tobera.

4.2.2. Visualización de la cavitación en la descarga

En el apartado anterior se ha estudiado el fenómeno de la cavitación a través del colapso de flujo másico. Con el fin de ir un paso más allá en la caracterización de la cavitación, en este apartado se va a estudiar su comportamiento a la salida del orificio. Para ello se utilizará la técnica de visualización en campo próximo descrita en el apartado 3.5, pero inyectando sobre una atmósfera de gasoil presurizado. De esta forma, la visualización por iluminación trasera difusa nos permite diferenciar entre la fase vapor de gasoil generado

por la cavitación y el combustible líquido, independientemente de que éste proceda de la tobera o del fluido que llena el medio de descarga en el momento de la inyección. La diferenciación entre ambas fases es posible gracias a la gran diferencia existente en términos de su índice de refracción.

En primer lugar se caracterizarán las condiciones de presión en las que aparecen las primeras burbujas de cavitación a la salida. Para ello, manteniendo fija la presión de inyección, se varía paulatinamente la presión de descarga desde un valor de 5 MPa hasta que se detecta cavitación a la salida. Definiremos este valor de contrapresión como $p_{bcrit,v}$, y al número de cavitación asociado a esta contrapresión como $K_{crit,v}$, con el fin de distinguir ambas variables de las obtenidas anteriormente bajo el criterio del flujo másico. La Figura 4.4 muestra un ejemplo del resultado de las imágenes obtenidas en estas condiciones. La alta resolución de las mismas (aproximadamente 1000 pixel/mm) permite visualizar burbujas de cavitación de pequeño tamaño en las cercanías del orificio de descarga, que de otra manera serían indetectables.

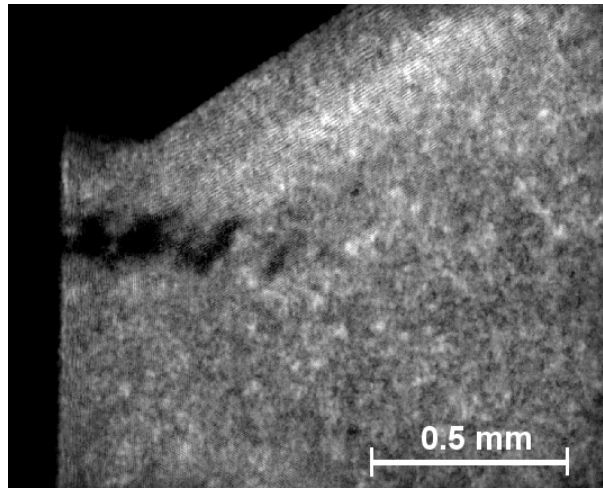


Figura 4.4: Ejemplo de las imágenes obtenidas de la visualización en atmósfera de gasoil. Tobera N5, $P_i = 15$ MPa, $P_b = 1$ MPa.

En la Figura 4.5 se comparan los valores del número de cavitación tanto en las condiciones de colapso de flujo másico (analizadas en el apartado anterior) como en las condiciones para las que se detectan las burbujas de cavitación según los ensayos de visualización para la presión de inyección de 35 MPa. En primer lugar se puede apreciar cómo los valores de $K_{crit,v}$ son sensiblemente mayores. Esto quiere decir que se detectan burbujas de cavitación a la salida del orificio en condiciones menos críticas (de mayor contrapresión) que aquéllas

para las que comienza el colapso de flujo másico. Existe por tanto cavitación en condiciones de presión para las que el flujo másico sigue comportándose de forma lineal con la raíz de la diferencia de presiones, tal como se puede ver en la Figura 4.6 para la tobera N6. Esto va en consonancia con algunos estudios anteriores, que muestran que para que exista colapso de flujo másico las condiciones de cavitación han de ser relativamente severas [20]. Sin embargo, no se aprecia una influencia significativa de la geometría a la hora de analizar la diferencia existente entre los valores de K_{crit} y $K_{crit,v}$, estando en todos los casos entre un 2 % y un 7.5 %

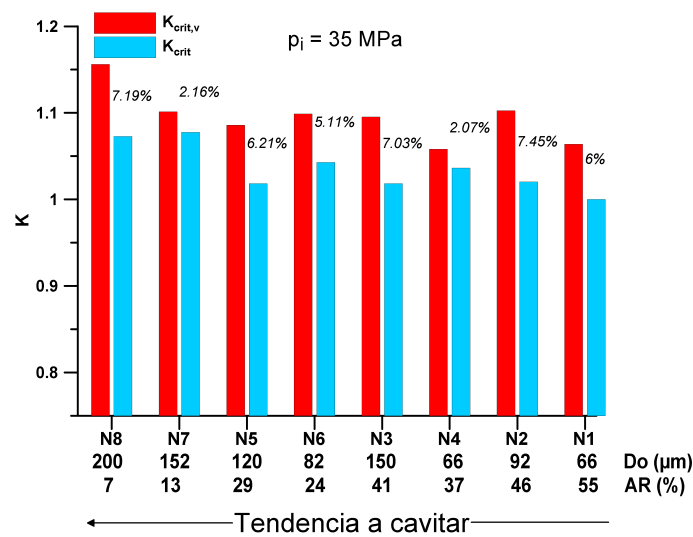


Figura 4.5: Diferencia en el número de cavitación para las condiciones de colapso de flujo y la de detección de burbujas por visualización.

Un aspecto importante a analizar es la influencia de la geometría de las toberas en la aparición de la cavitación. Salvador [17] realizó un estudio computacional en el que se caracterizaron las condiciones de inicio de la cavitación para un amplio elenco de geometrías. En base a este estudio, llegó a la siguiente correlación:

$$K_{crit} = 0.47 p_i^{0.019} r_e^{-0.215} AR^{-0.037} D_o^{0.309} \quad (4.4)$$

Esto implica que las geometrías con menores radios de acuerdo y conicidad y mayores diámetros de salida muestran una mayor tendencia a cavitir. Como vemos, existe una influencia bastante significativa del radio de acuerdo a la entrada. Sin embargo, en las geometrías analizadas el radio de acuerdo será

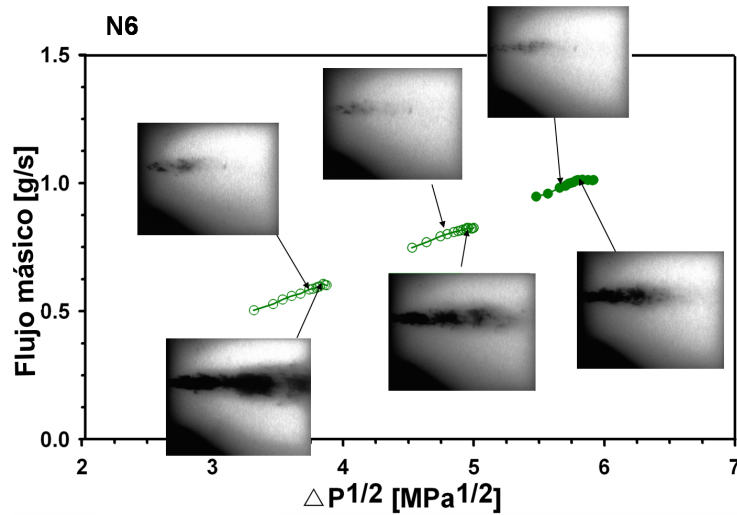


Figura 4.6: Situación de la cavitación a la salida del orificio para dos condiciones características: detección de cavitación y colapso de flujo másico. Tobera N6.

considerado despreciable, ya que en su fabricación no se ha aplicado ningún proceso que genere un radio de acuerdo. Por tanto, se busca una correlación de la forma:

$$K_{crit,v} = kp_i^a AR^b D_o^c \quad (4.5)$$

dándose los valores de las variables en MPa, tanto por ciento y metro respectivamente. El resultado de la optimización estadística se muestra en la tabla 4.3.

Tabla 4.3: Correlación para el número de cavitación crítico obtenido de los ensayos de visualización

Coefficiente	Valor estimado	Intervalo de confianza
k	1.60	[1.35, 1.84]
a	0.017	[0.0077, 0.022]
b	-0.019	[-0.033, -0.0064]
c	0.04	[0.021, 0.059]

$$R^2 = 84.66\%$$

Como se puede apreciar, las tendencias observadas son similares a las obtenidas por Salvador [17], si bien la influencia del diámetro es considerablemente menos significativa. En cualquier caso, cabe tener en cuenta que la correlación obtenida por Salvador contempla toberas no axi-simétricas de tipo VCO, en las que la estructura del flujo es radicalmente distinta a los modelo de tobera estudiados en este apartado. Por tanto, es de esperar que existan ciertas diferencias entre ambas correlaciones.

La Figura 4.7 muestra el gráfico de observados contra predichos para esta correlación. Como se puede ver, la expresión propuesta da un buen ajuste de los datos experimentales.

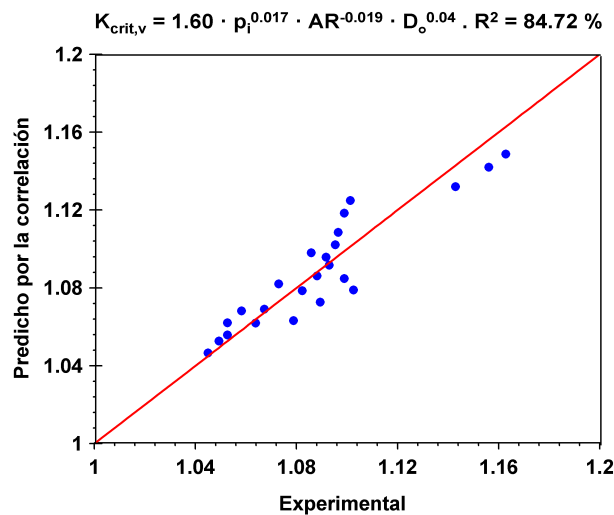


Figura 4.7: Gráfica de observados contra predichos para la correlación del número de cavitación crítica obtenido de los ensayos de visualización

Por último, a partir de la correlación obtenida se puede hacer un estudio de la influencia de la geometría de la tobera sobre las condiciones de aparición de las burbujas de cavitación. La Figura 4.8 muestra gráficos en forma de contornos 2D del número de cavitación crítica $K_{crit,v}$ para dos niveles de presión de inyección dados: 15 y 35 MPa. En particular, los colores más claros indican valores de este parámetro más cercanos a 1 (es decir, geometrías menos proclives a cavitar). En este sentido vemos como a conicidad altas el diámetro de salida influye de forma decisiva en el $K_{crit,v}$. Por lo tanto, para toberas de pequeño diámetro la cavitación será muy difícil de alcanzar, mientras que las probabilidades de cavitar aumentan considerablemente al utilizar diámetros mayores. En cambio, cuando las geometrías son más cilíndricas la

influencia del diámetro se reduce drásticamente. Igualmente, si se analiza el comportamiento del número de cavitación crítico a diámetro constante, se puede apreciar que la influencia de la conicidad del orificio es más importante en las toberas de menor diámetro.

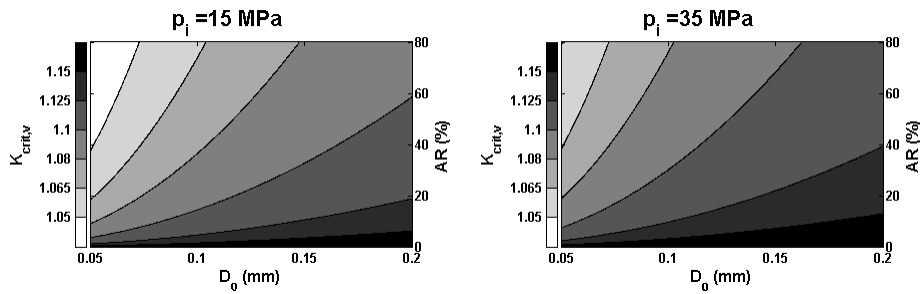


Figura 4.8: Evolución de las condiciones críticas de cavitación en función de la geometría para dos presiones de inyección dadas.

Histéresis en el flujo cavitante

Tal como se analizó en la sección 2.4.1, Mishra y Peles [10] han detectado un fenómeno de histéresis relacionado con el flujo cavitante. En particular, vieron como al caracterizar el coeficiente de descarga a una presión de inyección fija, el resultado es sensiblemente distinto en función de si el ensayo se hace subiendo o bajando la contrapresión. Sin embargo, su estudio fue realizado en geometrías de sección rectangular y en condiciones muy alejadas de las existentes en una tobera diésel (números de Reynolds menores de 1000).

A continuación se va a estudiar este fenómeno para las geometrías simplificadas ya descritas. En el apartado anterior se han detectado las condiciones de aparición de la cavitación dejando fijo el valor de la presión de inyección y variando la contrapresión desde valores máximos en la maqueta (en torno a 5 MPa) hasta condiciones atmosféricas. Con el fin de estudiar la histéresis del flujo cavitante se ha realizado posteriormente el ensayo inverso, partiendo de condiciones atmosféricas (altamente cavitantes) y subiendo la contrapresión hasta detectar la desaparición de las burbujas de cavitación. Siguiendo esta metodología, en todos los casos estudiados se ve cómo la presión necesaria para hacer desaparecer las burbujas viniendo de condiciones cavitantes es mayor que la anteriormente registrada para la aparición de las primeras burbujas de cavitación ($p_{crit,v}$). Esto es debido al hecho de que, una vez que la cavitación se ha generado se precisa de una presión mayor para que desaparezca.

La información obtenida en estos ensayos se puede expresar en función del número de cavitación. En particular, la Figura 4.9 muestra el comportamiento de la histéresis en función del parámetro definido como:

$$Histeresis = \frac{K_{crit,v}^{II} - K_{crit,v}}{K_{crit,v}} 100 \quad (4.6)$$

donde $K_{crit,v}^{II}$ representa las condiciones de presión a las que se ha detectado la desaparición de las burbujas de vapor en el ensayo realizado subiendo la presión de descarga. Es decir, de manera inversa a como se ha procedido previamente para determinar $K_{crit,v}$.

En la figura se ve cómo para la mayor parte de los ensayos el parámetro de histéresis muestra diferencias de entre un 0.4 y un 0.7% en términos de K para ambos ensayos, lo que implica diferencias entre 2 y 5 bar en términos de presión de descarga. La única excepción viene dada por la tobera N8 (la más tendente a cavitarse), que muestra valores significativamente mayores. Sin embargo, no se aprecia ninguna influencia significativa ni de la presión de inyección ni de la geometría de la tobera en este parámetro.

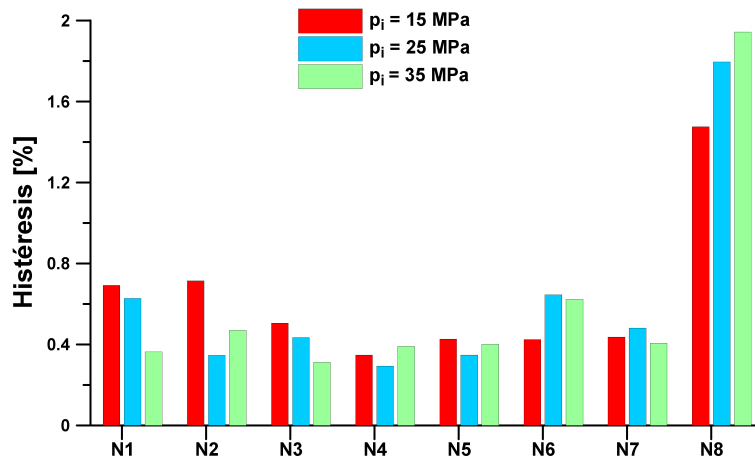


Figura 4.9: Valor del parámetro de histéresis para todas las toberas y todas las presiones de inyección ensayadas.

4.3. Extensión a una tobera mono-orificio

En el apartado anterior se ha validado la técnica de visualización cercana para caracterizar la cavitación existente a la salida de los orificios de una

serie de modelos de tobera simplificados. En este sentido se han visto algunos resultados interesantes, como la diferencia existente entre las condiciones de colapso de flujo y de detección de la cavitación con este método o el fenómeno de la histéresis relacionado con la cavitación. A continuación se va aplicar la misma metodología a una tobera mono-orificio cilíndrica con características geométricas similares a las existentes en una tobera comercial. Además, se caracterizará el comportamiento del chorro inyectado sobre nitrógeno para esta tobera, con el fin de estudiar la influencia de la cavitación sobre la estructura del chorro diésel.

Para la realización de estos ensayos se ha utilizado una tobera cilíndrica con un diámetro de salida de 0.087 mm en la que, como se verá a continuación, la transición entre régimen cavitante y no cavitante se produce para presiones de inyección y descarga reproducibles en la maqueta de visualización, de forma que la comparación de la estructura del chorro entre ambos pueda hacerse sólo con pequeños cambios en el valor de la contrapresión.

4.3.1. Caracterización hidráulica

Como se ha visto anteriormente, en el caso de los modelos de tobera simplificados la caracterización hidráulica estaba limitada a la medición del flujo másico estacionario. Además, debido a las limitaciones de la bomba de inyección, la presión de inyección máxima durante los ensayos no superaba los 35 MPa.

Sin embargo, la utilización de toberas mono-orificio montadas sobre un inyector solenoide permite realizar un estudio más exhaustivo del comportamiento hidráulico de las mismas. Con este fin se realizarán ensayos para medir tanto la tasa de inyección como el flujo de cantidad de movimiento en un amplio rango de presiones de inyección (de 35 a 180 MPa) y contrapresiones (de 1 a 8 MPa). Estos ensayos se realizarán utilizando pulsos largos de inyección (4 ms) para caracterizar el flujo en condiciones estacionarias; es decir, a máximo levantamiento de aguja.

Medición de la tasa de inyección

La medición de la tasa de inyección ha sido llevada a cabo utilizando la metodología reflejada en el apartado 3.3 de la presente tesis. De esta forma se obtiene una señal para el flujo másico instantáneo tal como la que se muestra en la Figura 4.10

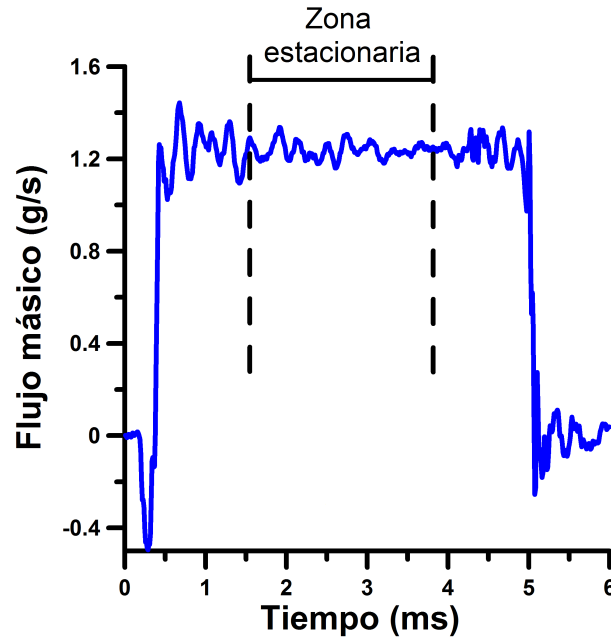


Figura 4.10: Evolución temporal de la tasa de inyección, $p_i = 50$ MPa, $p_b = 3$ MPa.

La utilización de señales de larga duración sirve para caracterizar el flujo másico en condiciones de levantamiento máximo de aguja. Para ello, y a fin de reducir la incertidumbre en esta medida, se toma un promedio de la parte estacionaria de la tasa, tal y como se refleja en la figura 4.10. La información de este valor para la tobera mono-orificio estudiada y todas las condiciones de inyección está graficada en función de la raíz de la diferencia de presiones en la Figura 4.11.

Tal como se puede ver en la Figura 4.11, la tobera muestra, en términos generales, un comportamiento lineal con la raíz de la diferencia de presiones, representada con una línea recta en la gráfica. Sin embargo, al prestar atención al comportamiento para varias contrapresiones a un nivel de presión de inyección fijo se aprecia el fenómeno del colapso de flujo másico inducido por la cavitación. De hecho, se puede ver cómo a partir de 75 MPa de presión de inyección el flujo está colapsado para cualquier valor de contrapresión. Para las presiones de inyección más bajas, los valores de contrapresión y número de cavitación críticos según el criterio de Nurick se muestran en la tabla 4.4. Según esta información, los valores de contrapresión crítica para presiones de inyección por debajo de los 50 MPa están por debajo del límite mecánico de la

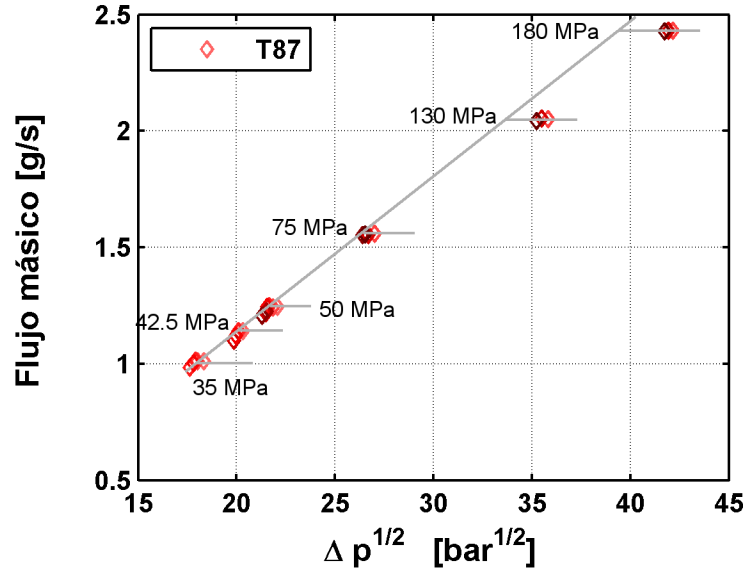


Figura 4.11: Evolución del flujo másico estacionario en función de la raíz de la diferencia de presiones.

maqueta de visualización (6 MPa), por lo que estas condiciones pueden ser reproducidas durante los ensayos de visualización, como se verá posteriormente.

Tabla 4.4: Condiciones críticas de cavitación según el criterio de Nurick.

p_i [MPa]	p_{bcrit} [MPa]	K_{crit}
35	1.02	1.030
42.5	1.4	1.034
50	1.92	1.04
75	7.7	1.115

La medición del flujo másico estacionario permite definir además el coeficiente de descarga de la tobera estudiada. La evolución de este coeficiente en función del número de Reynolds se muestra en la Figura 4.12.

Tal como se ha observado previamente, el comportamiento general del C_d frente al Reynolds es de crecimiento asintótico, definido por una línea continua de color gris en la imagen. Sin embargo, se puede apreciar como la cavitación induce a un descenso importante de este coeficiente para cada valor de presión de inyección, debido al colapso de flujo másico antes referido. Por ello, en las condiciones estudiadas en la presente Tesis, esta tobera nunca alcanza

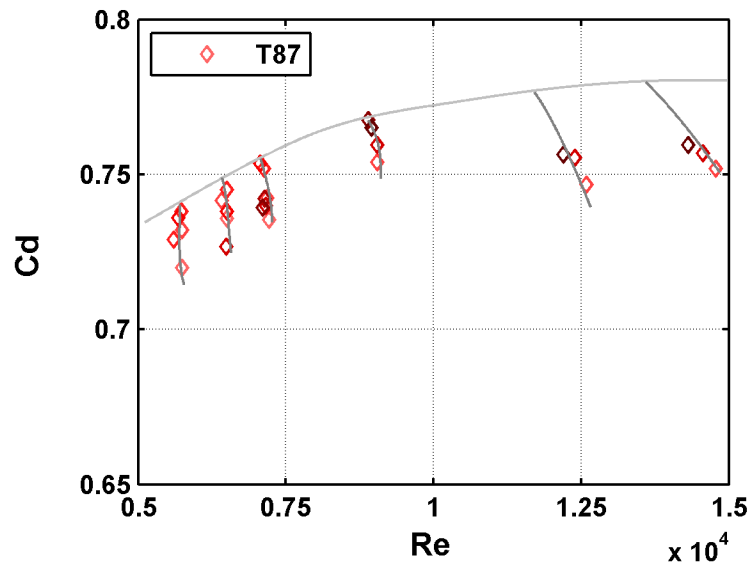


Figura 4.12: Evolución del coeficiente de descarga frente al número de Reynolds.

coeficientes de descarga mayores de 0.77, que es un valor relativamente bajo en comparación con los modelos de toberas anteriormente estudiados. En cualquier caso, hay que tener en cuenta también que, mientras que las toberas anteriores estaban alimentadas directamente desde el raíl, en una tobera real el combustible llega a los orificios de salida a través del inyector, produciéndose en éste una pérdida de presión efectiva que puede no ser despreciable [21].

Medida del flujo de cantidad de movimiento

El hecho de trabajar con toberas mono-orificio nos permite medir, además de la tasa de inyección, el flujo de cantidad de movimiento con que el chorro es inyectado. La técnica de medida de este parámetro ha sido detallada previamente (sección 3.4). Al igual que ocurría con la señal de tasa, resulta interesante caracterizar el valor del flujo de cantidad de movimiento en condiciones estacionarias. Para ello, se realiza un promediado de la señal en la misma zona de estabilización descrita anteriormente para el caso del flujo másico (Figura 4.10). Los valores de este promediado se muestran en la Figura 4.13 frente a la diferencia de presiones.

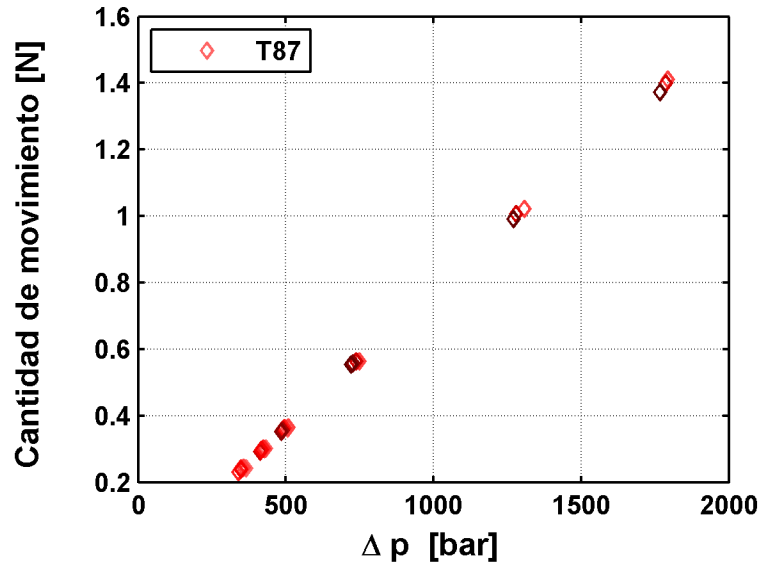


Figura 4.13: Flujo de cantidad de movimiento en estacionario frente a la diferencia de presiones.

También este caso vemos que el flujo de cantidad de movimiento sigue una evolución lineal con la diferencia de presiones. En cuanto a la influencia de la cavitación, aunque existe, es mucho menos importante que en el caso del flujo másico, por lo que no llega a apreciarse un colapso como tal de este parámetro. Esta tendencia está en consonancia con los resultados presentados en otros estudios existentes en la bibliografía [5].

Además, la medición del flujo de cantidad de movimiento permite, en combinación con la de tasa, obtener los valores de los coeficientes adimensionales C_v y C_a . Sus valores se pueden ver en las Figuras 4.14 y 4.15, respectivamente, frente al número de Reynolds. En lo que se refiere al coeficiente de área, la aparición de la cavitación hace que aparezcan valores relativamente bajos del mismo por la sección que está ocupada por el vapor, que hace que el área efectiva de salida del combustible líquido se reduzca. En cuanto al coeficiente de velocidad, éste aumenta ligeramente debido a las menores pérdidas existentes en la tobera, ya que la capa de vapor presente en la pared interna del orificio inhibe en gran medida el rozamiento. Estos resultados son los esperados en base a estudios anteriores [5].

Un aspecto interesante de los resultados obtenidos es que nos permiten utilizar una definición del número de Reynolds a partir de los valores de ve-

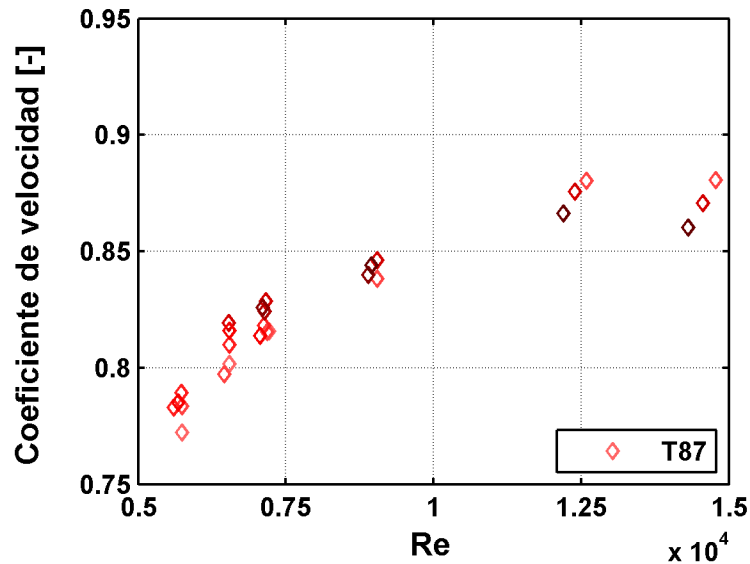


Figura 4.14: Evolución del coeficiente de velocidad frente al número de Reynolds para la tobera cilíndrica.

locidad y diámetro efectivos. De esta forma, el número de Reynolds nos dará información más realista de las características del flujo a la salida del orificio de descarga. Por este motivo, en los resultados mostrados en adelante a lo largo de la presente Tesis se utilizará esta definición del Re .

4.3.2. Visualización en atmósfera líquida

Anteriormente se ha visto cómo visualizando en una atmósfera de gasoil presurizado es posible detectar las burbujas de cavitación que abandonan el orificio una vez formadas en su interior. Además, la caracterización hidráulica de la tobera cilíndrica ha dado como resultado la detección del colapso de flujo másico inducido por la cavitación en contrapresiones reproducibles en la maqueta de visualización para tres presiones de inyección de las estudiadas hasta el momento: 35, 42.5 y 50 MPa. Teniendo en cuenta esto se decide seguir la siguiente estrategia en los ensayos de visualización sobre gasoil:

- Detección de las primeras burbujas de cavitación. Fijando la presión de inyección, se hace un barrido bajando el valor de contrapresión hasta detectar la cavitación en la descarga por primera vez. Posteriormente se

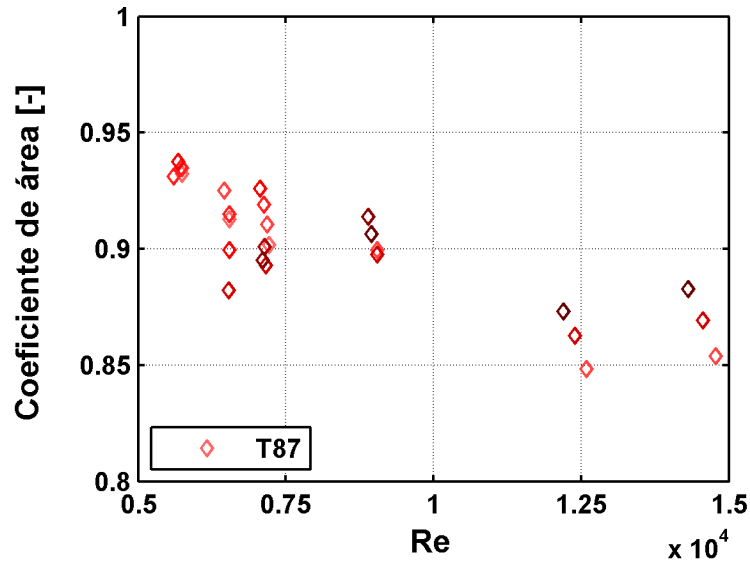


Figura 4.15: Evolución del coeficiente de área frente al número de Reynolds para la tobera cilíndrica.

realizará el ensayo en sentido contrario, subiendo la contrapresión, a fin de estudiar el fenómeno de la histéresis asociado al flujo cavitante.

- Comparación del aspecto de la cavitación en la descarga para tres situaciones distintas: aparición de las primeras burbujas, condiciones críticas de cavitación según el criterio hidráulico y cavitación intensa a 0.1 MPa de presión en la descarga.

Las condiciones de aparición de las burbujas de cavitación van a ser caracterizadas a través del número de cavitación crítico $K_{crit,v}$. Esta información se muestra en la tabla 4.5 para cada uno de los valores de presión de inyección ensayados junto con los valores críticos procedentes de la caracterización hidráulica (K_{crit}).

Tabla 4.5: Condiciones de aparición de las burbujas de cavitación

p_i [MPa]	p_{bcrit} [MPa]	K_{crit}	$p_{bcrit,v}$ [MPa]	$K_{crit,v}$
35	0.92	1.027	1.21	1.036
42.5	1.4	1.034	1.63	1.04
50	1.92	1.04	2.15	1.045

Al igual que ocurría con las toberas simplificadas, es apreciable que las burbujas de cavitación aparecen en valores de la presión de descarga mayores que aquéllos en los que se inicia el colapso de flujo. Esto quiere decir que hay un flujo cavitante lo suficientemente desarrollado como para que algunas burbujas alcancen la salida del orificio en condiciones de presión en las que el flujo no está colapsado. Este resultado, que ya había sido observado por algunos investigadores para geometrías simplificadas [10, 20], así como en el apartado 4.2 de la presente tesis, choca con la hipótesis habitual de que el colapso de flujo coincide con la inyección de la cavitación. Sin embargo, si comparamos los resultados obtenidos en este caso con los anteriormente vistos para las toberas simplificadas, vemos que la diferencia entre ambos criterios en términos del número de cavitación es menos importante en el caso de la tobera mono-orificio.

El ensayo en sentido contrario, incrementando el valor de contrapresión hasta que se produce la desaparición de las burbujas, permite caracterizar el fenómeno de histéresis asociado al flujo cavitante. Tal como sucedía en los modelos simplificados de tobera, el valor de la presión de descarga al que se produce la desaparición es mayor que aquél correspondiente a $p_{bcrit,v}$, representado en la tabla 4.5. La diferencia entre las contrapresiones de aparición y desaparición de las burbujas está en el orden de 1.5 – 2 MPa, lo que supone diferencias en términos de K de aproximadamente un 0.5 %, que son del mismo orden de las encontradas anteriormente para los modelos simplificados.

En lo que se refiere a la comparación entre las distintas situaciones de la cavitación en la descarga, en la Figura 4.16 se muestra un ejemplo de las imágenes obtenidas para una presión de 50 MPa. En esta figura se puede ver cómo el área ocupada por la cavitación aumenta considerablemente conforme disminuye la contrapresión, debido a la mayor intensidad de la cavitación. Esto se hace patente además si comparamos la condición de contrapresión de 0.1 MPa para los distintos niveles de presión de inyección, donde se ve que el ángulo del chorro formado por las burbujas crece al hacerlo también p_i . En particular, para las presiones de inyección de 35, 42.5 y 50 MPa se obtienen valores de ángulo de 9°, 9.6° y 10.4°, respectivamente. Esto puede ser tomado como una primera evidencia de la importancia de la cavitación en la apertura de un chorro diésel, tema que será tratado en mayor profundidad en la sección 4.3.3.

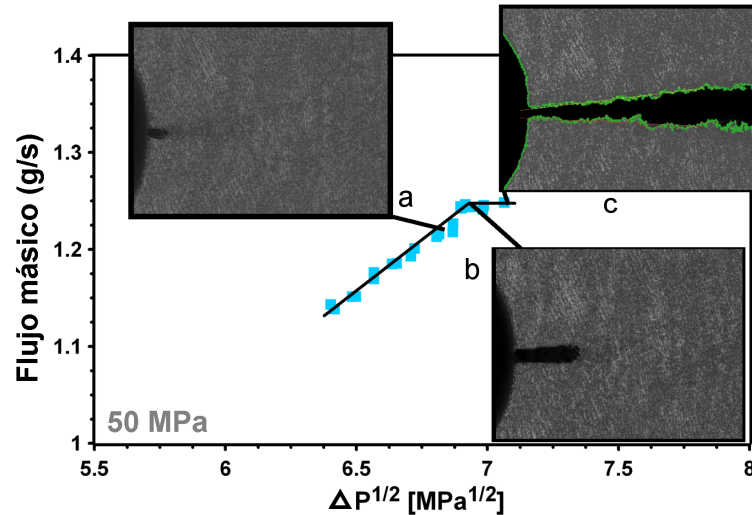


Figura 4.16: Aspecto de la cavitación a la salida del orificio bajo tres condiciones: a.- primera aparición de la cavitación, b.- colapso de flujo másico, c.- $p_b = 0.1$ MPa.

4.3.3. Efecto de la cavitación en la estructura del chorro estacionario

Una vez caracterizada hidráulicamente la tobera cilíndrica objeto de estudio en este apartado se procede a utilizar la técnica de visualización descrita en la sección 3.5 para analizar el comportamiento del chorro en las cercanías del orificio. En este caso la inyección será llevada a cabo sobre una atmósfera de nitrógeno, gas que permite alcanzar condiciones de densidad en la cámara similares a las existentes utilizando aire. Según se extrae de los trabajos existentes en la literatura, la estructura del chorro podría definirse en dos zonas diferenciadas: una zona inicial, caracterizada por la presencia de una vena líquida o *liquid core*, y una zona principal o del chorro desarrollado, donde la atomización ya ha tenido lugar y el chorro está formado por gotas de pequeño diámetro [4, 9, 15]. Además, y probablemente asociado a este hecho, el ángulo del chorro no alcanza su valor estacionario hasta una cierta distancia del orificio de salida. Este comportamiento se muestra en la Figura 4.17.

A continuación se van a estudiar las diferencias existentes en las características de esta estructura en función de la cavitación. Para ello se utilizarán imágenes a resolución media (hasta $\sim 4.2 \times 5.5$ mm), de forma que aseguremos haber alcanzado la zona desarrollada del chorro. Con fines estadísticos se

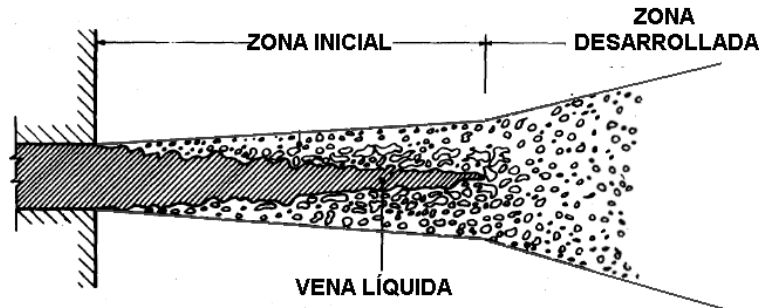


Figura 4.17: Esquema de la estructura de un chorro estacionario (extraído de Faeth et al. [4]).

tomarán 20 imágenes para cada condición de inyección. Un ejemplo del valor medio de estas imágenes para una presión de inyección de 50 MPa y una contrapresión de 2 MPa se muestra en la Figura 4.18.

El procesado de esta imagen permite obtener el contorno que encierra el chorro (sección 3.5.3). Con el fin de estudiar con mayor detalle su estructura se va a representar la evolución de la anchura media del chorro a lo largo de la posición axial del mismo para una de las imágenes obtenidas. Esta información se muestra en la Figura 4.19.

Tal como se observa en dicha figura, hay tres zonas diferenciadas según el comportamiento de la anchura del chorro:

- Zona 1, la más cercana al orificio. El chorro se muestra a la salida como una columna de líquido prácticamente imperturbada de anchura similar al diámetro de la tobera, debido a que las perturbaciones en la interfase líquido-gas, que acabarán ocasionando la atomización, aún no se han desarrollado y el proceso de englobamiento de aire aún no ha comenzado. La longitud de esta zona será llamada en adelante longitud no perturbada o L_p , y será caracterizada posteriormente mediante imágenes a mayor resolución.
- Zona 2 o zona de transición. En esta zona se ve cómo la anchura del chorro muestra un perfil considerablemente no lineal con la posición axial. Es por ello que en esta zona no es posible definir un ángulo del chorro como tal, ya que la hipótesis de envolvente cónica se encuentra relativamente alejada de la realidad. A la longitud total desde la punta de la tobera hasta el final de la zona de transición la llamaremos longitud de transición o L_t .

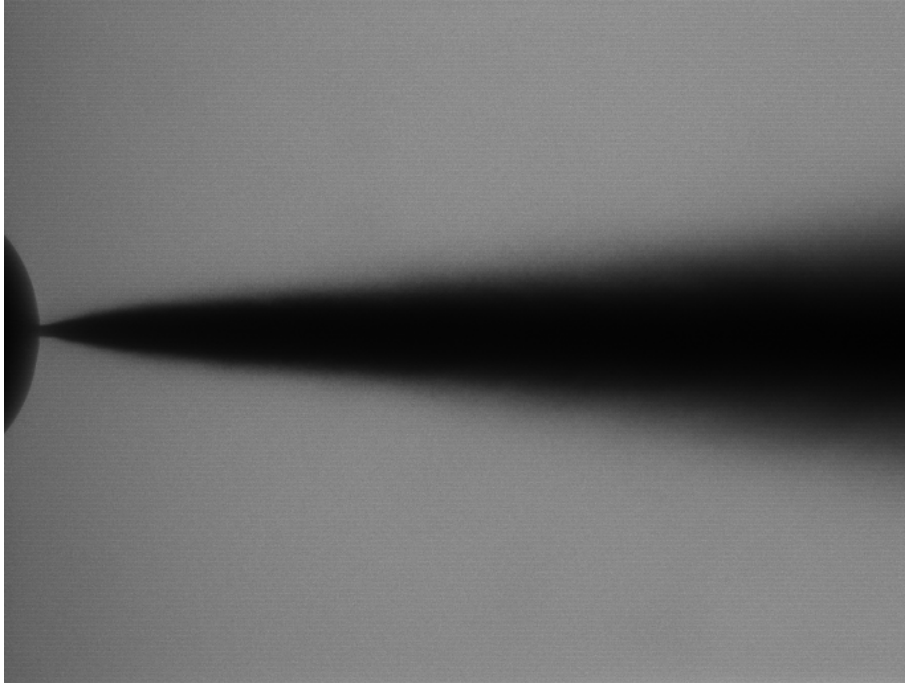


Figura 4.18: Imagen promedio del chorro en la ventana de $\sim 4.2 \times 5.5$ mm.
 $p_i = 50$ MPa, $p_b = 2$ MPa

- Zona 3 o zona desarrollada. En esta zona se alcanza el valor de ángulo estacionario, tal como se puede ver con el ajuste lineal representado en la Figura 4.19.

Esta estructura ha sido observada para todas las condiciones de presión de inyección (hasta 180 MPa) y contrapresión (hasta 4.5 MPa) ensayadas. Como vemos, el aspecto macroscópico del chorro en las cercanías del orificio extraído de las imágenes obtenidas muestra diferencias apreciables respecto al habitualmente supuesto para el chorro diésel. En primer lugar, la práctica totalidad de los estudios existentes en la bibliografía asumen que tanto la atomización como el englobamiento de aire comienzan justo a la salida del orificio. Sin embargo, y como veremos posteriormente, los ensayos realizados muestran que es necesaria una cierta distancia para que estos procesos comiencen a desarrollarse, si bien es cierto que a presiones de inyección elevadas esta distancia es del orden de $20 - 25 \mu m$ (alrededor de $0.5D_o$). La existencia de esta zona va en consonancia con las primeras exploraciones llevadas a cabo con cálculo CFD del tipo DNS

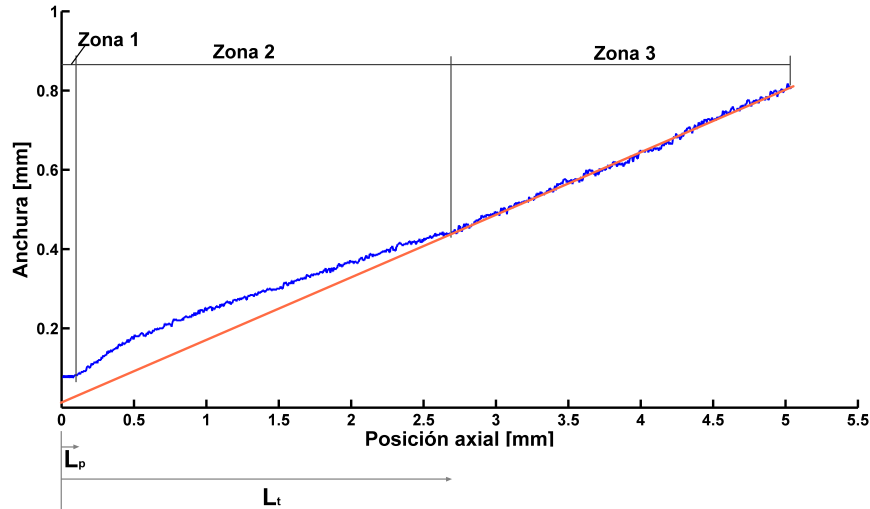


Figura 4.19: Anchura promedio del chorro en función de la posición axial, $p_i = 50$ MPa, $p_b = 2$ MPa. L_p : longitud no perturbada, L_t : longitud de transición.

(*direct numerical simulation*) del chorro cercano llevadas a cabo por Lebas *et al.* [8], y que pueden observarse en la Figura 4.20.

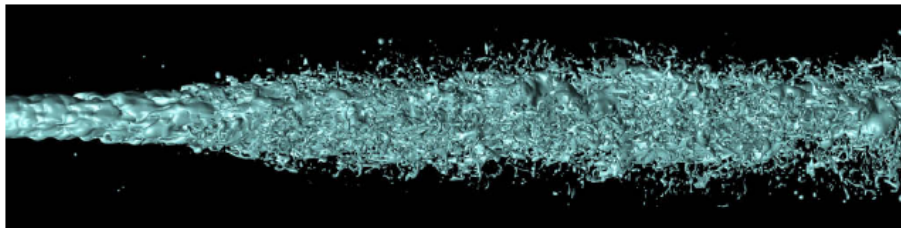


Figura 4.20: Resultado del cálculo DNS de un chorro en una tobera de 0.1 mm de diámetro y 100 m/s de velocidad de inyección. Extraído de Lebas *et al.* [8]

Otra diferencia interesante entre los resultados obtenidos y el esquema de la Figura 4.17 es la estructura de la zona de transición. Si bien existen algunos estudios que ya mostraban diferencias entre el ángulo del chorro en esta zona y el del chorro desarrollado [6, 14, 16], la mayoría asume un comportamiento lineal también en la zona cercana al orificio, pero con una pendiente menor. En cualquier caso, es probable que el crecimiento a lo largo del eje del chorro de las perturbaciones que causan su atomización estén alterando el valor de la tasa de englobamiento de aire, dando lugar a un comportamiento no lineal de la apertura del chorro.

A continuación se va a estudiar el comportamiento de los dos parámetros macroscópicos obtenibles de las imágenes a resolución media (ángulo de apertura y longitud de transición) con las condiciones de inyección. El plan de ensayos para la tobera cilíndrica contempla variaciones de presión en torno a los puntos críticos de cavitación (colapso de flujo y detección de las burbujas a la salida) con el fin de estudiar la influencia de este fenómeno sobre los parámetros previamente citados.

Efecto sobre el ángulo de apertura

En la Figura 4.21 se presenta el comportamiento del ángulo del chorro frente al número de cavitación. La presión de inyección se fija en 35 MPa, por lo que los distintos valores de K se consiguen variando la contrapresión entre 0.3 y 3 MPa, lo que supone densidades en el interior de la cámara entre aproximadamente 3.5 y 35 kg/m^3 . Según la definición del número de cavitación, los mayores valores de contrapresión se corresponden con los valores más elevados de K y, por tanto, con los puntos situados más a la derecha en la gráfica. La figura está dividida entre la zona cavitante y no cavitante según el valor detectado para la aparición de las burbujas en la tobera cilíndrica ($K_{crit,v}$) para la presión de inyección correspondiente.

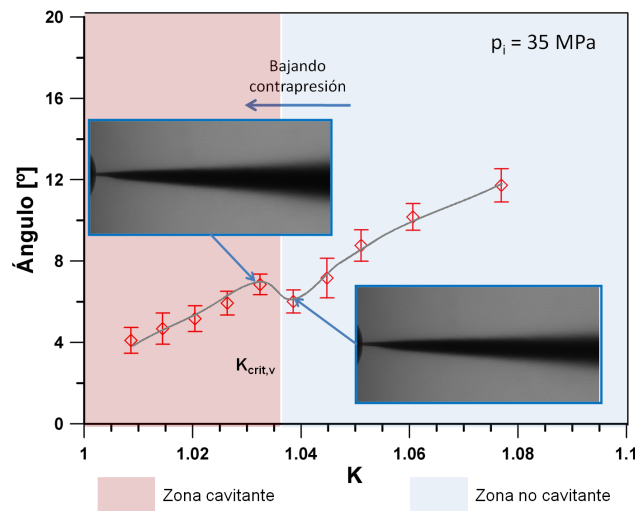


Figura 4.21: Evolución del ángulo de apertura en función del número de cavitación para $p_i = 35$ MPa.

En esta gráfica, si se parte de las condiciones menos cavitantes (el punto situado más a la derecha) y se va decreciendo la contrapresión, es posible

apreciar que el ángulo del chorro se hace cada vez más pequeño, con una tendencia aproximadamente lineal. Esto es debido al efecto de la densidad sobre el ángulo, ya visto en multitud de estudios anteriores [2, 3, 11, 13, 14], ya que a mayor densidad del gas existente en la cámara de descarga más eficiente se hace el proceso de englobamiento del aire hacia el interior del chorro.

Al llegar a la zona donde se produce la transición entre régimen cavitante y no cavitante, según el criterio de visualización, se aprecia cómo el ángulo del chorro muestra un aumento significativo, de en torno a 1.5° , cuando por el efecto de la densidad de la cámara se esperaría que el ángulo de apertura continuara decreciendo. Este incremento se puede observar a simple vista a través de las imágenes promedio de la visualización del chorro para las condiciones de presión de descarga de 1.1 y 1.25 MPa, que se sitúan justamente antes y después de la frontera marcada por el número de cavitación crítico $K_{crit,v}$, y que están insertadas en dicha figura. De esta forma, el aumento del ángulo con la cavitación puede asociarse directamente con la llegada de las burbujas producidas en el interior del orificio a la salida del mismo. En caso de seguir reduciendo la presión de descarga vemos como, a pesar de que la intensidad de la cavitación generada es mayor, el ángulo recupera la influencia de la densidad que ya mostraba previamente. Por lo tanto, es posible concluir que el aumento del ángulo asociado a la cavitación tiene que ver con la perturbación que se genera en el chorro cuando las burbujas de cavitación alcanzan el orificio de salida, pero al mismo tiempo este aumento es relativamente independiente de la cantidad de vapor de gasoil generada que llega a la salida.

Las Figuras 4.22 y 4.23 muestran la misma información para los casos de presión de inyección de 42.5 y 50 MPa, respectivamente. En estas gráficas se vuelve a apreciar la influencia de la cavitación al alcanzar las condiciones en las que se detectaron las primeras burbujas de cavitación, con un incremento del ángulo de en torno a 2° , similar al reflejado en el caso anterior. De esta forma, queda demostrada la influencia que tiene la llegada de vapor al orificio de salida de la tobera sobre el comportamiento del ángulo estacionario. Como consecuencia, teniendo en cuenta el incremento del ángulo de apertura con la cavitación y dejando a un lado el efecto que puedan tener otros parámetros, es de esperar que se produzca una mejora en la eficiencia del proceso de mezcla aire-combustible asociado dicho fenómeno en toberas con geometría cilíndrica. Esto va en consonancia con trabajos como el de Som *et al.* [19], que a partir de la comparación de toberas cilíndricas y cónicas muestran cómo la cavitación tiene un efecto significativamente positivo en el proceso de mezcla y la posterior combustión.

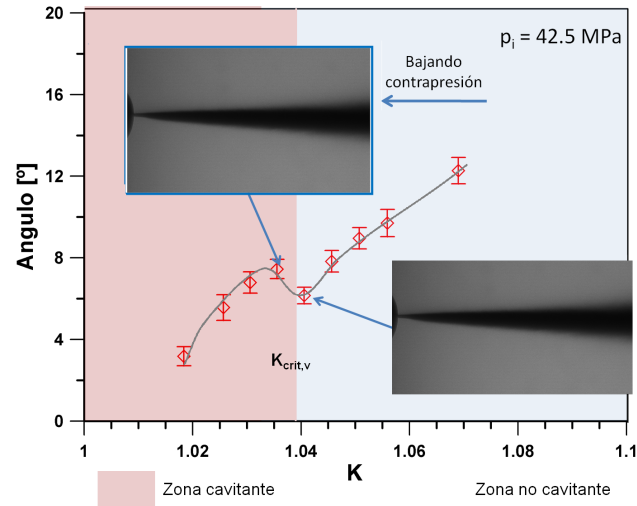


Figura 4.22: Evolución del ángulo de apertura en función del número de cavitación para $p_i = 42.5$ MPa.

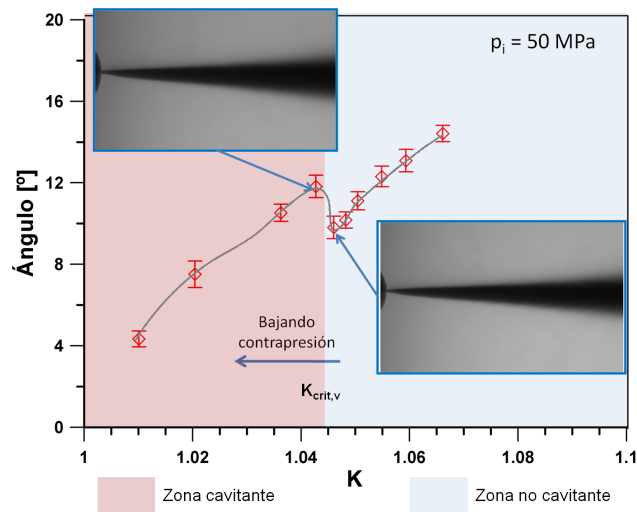


Figura 4.23: Evolución del ángulo de apertura en función del número de cavitación para $p_i = 50$ MPa.

Longitud de transición

Otro parámetro importante que puede ser caracterizado a partir de estas imágenes es la longitud de transición. Definimos este parámetro como la posición axial a partir de la cual la anchura del chorro empieza a crecer de forma

lineal, indicando que se ha alcanzado el valor de ángulo estacionario. Para cuantificarla a partir de las imágenes obtenidas, se tomará la posición a partir de la cual el ajuste lineal del perfil del chorro utilizado para obtener el valor del ángulo muestra una desviación menor al 2.5% respecto al contorno obtenido mediante el procesado de las mismas.

La Figura 4.24 muestra el comportamiento de este parámetro frente al número de cavitación para la presión de inyección de 50 MPa. En primer lugar se aprecia como en la zona no cavitante (altos valores de K) este parámetro muestra una tendencia decreciente con el número de cavitación (y, por tanto, con la densidad del gas de descarga). En este sentido la longitud de transición muestra un comportamiento análogo a la longitud de rotura o longitud intacta, que según diversos autores depende fundamentalmente del cociente de densidades $\frac{\rho_f}{\rho_a}$, creciendo al aumentar éste [1, 7, 15]. Esta influencia, así como la propia de la geometría de la tobera, será explorada en mayor detalle posteriormente gracias a la utilización de tres toberas cónicas de diferente geometría. De esta forma, se tendrá una amplia cantidad de puntos ensayados en ausencia de cavitación que permitirán explorar este fenómeno de forma más exhaustiva.

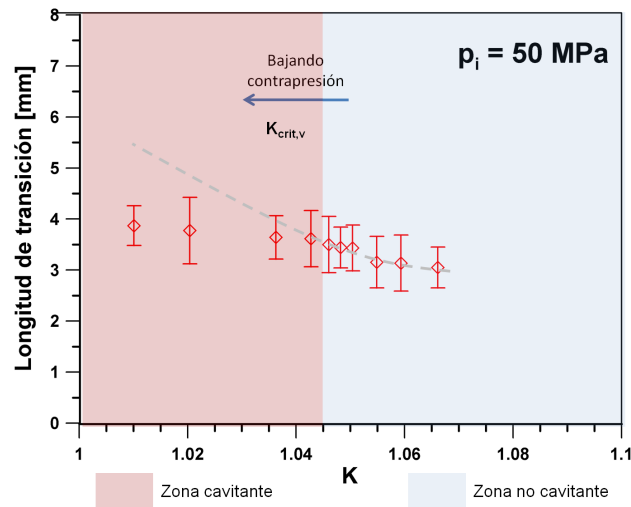


Figura 4.24: Evolución de la longitud de transición respecto al número de cavitación para $p_i = 50$ MPa.

A fin de ver la diferencia existente en este parámetro en función de la cavitación, se marca sobre la gráfica con una línea discontinua la tendencia que sigue este parámetro en la zona no cavitante respecto al número de cavitación. Si la tobera no cavitara sería de esperar que esta tendencia continuara para

valores más bajos de K , tal como se ve sobre la línea anteriormente trazada. En cambio, se puede ver cómo los valores obtenidos experimentalmente son sensiblemente inferiores a los que marca la línea de tendencia. Por lo tanto se puede deducir que la cavitación, además de aumentar el ángulo, tiene una influencia significativa sobre la longitud de transición. Esto nos indica, de nuevo, que al generarse la cavitación el proceso de mezcla se hace más eficiente, de forma que no sólo el valor del ángulo estacionario aumenta, sino que también este valor se alcanza para posiciones más cercanas al orificio de salida de la tobera.

4.3.4. Caracterización del perfil del chorro cercano

Las imágenes realizadas en una ventana de $\sim 4.2 \times 5.5$ mm han permitido la caracterización de la estructura macroscópica del chorro. Sin embargo, se ha visto que la resolución alcanzada en estas imágenes no es suficiente para estudiar con detalle la estructura del perfil del chorro, el cual es un aspecto clave, ya que proporciona información acerca de la turbulencia del flujo a la salida y el desarrollo del proceso de atomización primaria. Por ello se ha decidido llevar a cabo los mismos ensayos anteriores con una ventana de $\sim 1.2 \times 1.5$ mm, lo que da una resolución de aproximadamente 1000 pixel/mm , que sí es suficiente para estudiar estos aspectos. Un ejemplo del tipo de imagen obtenida, junto con un *zoom* de la misma para apreciar el comportamiento de las irregularidades en la superficie del chorro, se muestra en la Figura 4.25.

Sobre ella se pueden definir los siguientes parámetros:

- Magnitud de las oscilaciones del perfil (BO). Viene dada en términos de desviación estándar del perfil detectado para el chorro, tal como se detalló en el anexo 3.A de la presente Tesis.
- Distancia entre picos (D_p). Separación media a lo largo de todo el chorro de dos picos o dos valles consecutivos. En relación con este parámetro se puede estimar la frecuencia del perfil del chorro dividiendo el valor de la velocidad del flujo a la salida, obtenido previamente, por la distancia entre picos, como se analizará posteriormente.

Además de estos aspectos, este tipo de imágenes se muestran como las más indicadas para obtener el valor de la longitud no perturbada definida anteriormente, ya que sus valores se encuentran generalmente por debajo del milímetro y la mayor resolución de estas imágenes permite obtenerlos de forma más precisa.

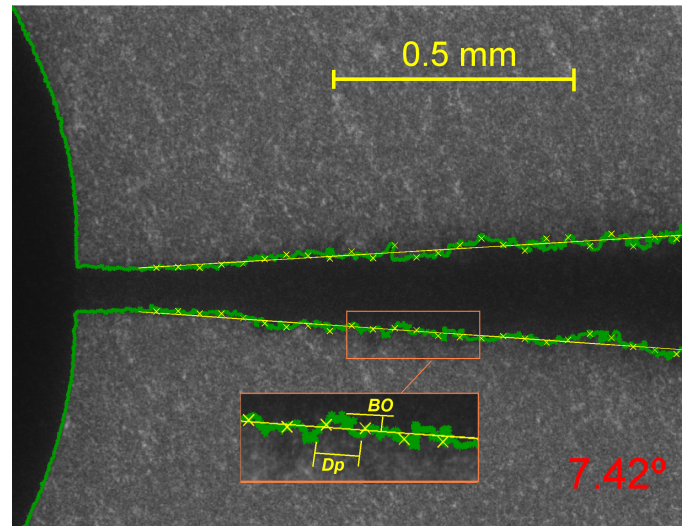


Figura 4.25: Ejemplo de imagen obtenida con la configuración a alta resolución y del contorno obtenido mediante su procesado.

Longitud de la zona no perturbada

Como se ha explicado anteriormente, en las imágenes obtenidas se aprecia la presencia de una zona en la que el chorro se muestra como una columna de líquido no perturbada con una anchura similar al diámetro de salida. Esta zona puede ser caracterizada en base a su longitud, que será estudiada a continuación para las condiciones ensayadas.

La información obtenida para el caso de $p_i = 35$ MPa se muestra en la Figura 4.26. Como se puede apreciar, en condiciones no cavitantes la longitud de la zona no perturbada aumenta al disminuir el número de cavitación, como consecuencia del efecto de la densidad del gas de descarga sobre la atomización del chorro. De hecho, lo que sucede es que al disminuir la densidad del medio de descarga, los efectos de fricción aerodinámica entre el chorro y el ambiente pierden intensidad, dando como resultado que la atomización sea más complicada. En cambio, se ve que esta longitud decrece significativamente al llegar a las condiciones en que se detectaron las burbujas de cavitación en la salida, contrariamente a la tendencia que cabría esperar por la densidad. Esto se puede ver como una muestra más de la influencia que tiene la llegada de burbujas de cavitación sobre la estructura del chorro en la zona cercana y, como consecuencia, tanto en el proceso de atomización como en el de englobamiento de aire, que ya ha sido discutido previamente a lo largo del capítulo.

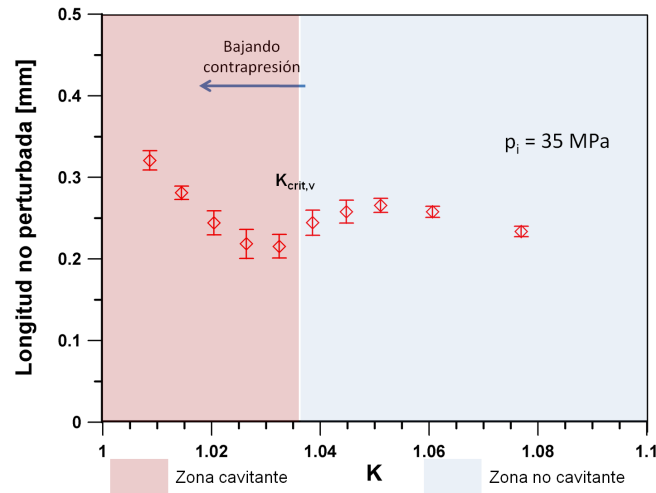


Figura 4.26: Longitud de la zona no perturbada en función del número de cavitación para $p_i = 35 \text{ MPa}$.

La misma evolución se puede ver en la Figura 4.27 para la presión de inyección de 50 MPa. Por lo tanto, se vuelve a apreciar cómo la cavitación muestra un efecto positivo en lo que se refiere al proceso de atomización primaria del chorro diésel.

Hasta el momento se ha estudiado la evolución de este parámetro para una presión de inyección fija, de forma que la transición entre régimen cavitante y no cavitante (y viceversa) se obtiene variando la presión de descarga. Sin embargo, resulta interesante también estudiar este parámetro frente a la presión de inyección, tal como se muestra en la Figura 4.28 para una contrapresión de 2.5 MPa. Como se observa en dicha figura, este parámetro decrece de forma importante al aumentar la presión de inyección, ya que como es conocido, el aumento de la velocidad de salida mejora en gran medida la eficiencia del proceso de atomización. Además, se puede apreciar que los valores obtenidos a altas presiones de inyección (condiciones cavitantes) son sensiblemente inferiores a los esperados si marcamos la tendencia marcada por los valores obtenidos en condiciones no cavitantes. De hecho, cuando aparece la cavitación, la longitud no perturbada desciende a valores por debajo de los 0.05 mm (es decir, del orden de la mitad del diámetro de salida). Estos valores de la longitud no perturbada, si bien son todavía apreciables en las imágenes con esta resolución, son lo suficientemente pequeños como para concluir que la atomización a altas velocidades comienza prácticamente a la salida del orificio.

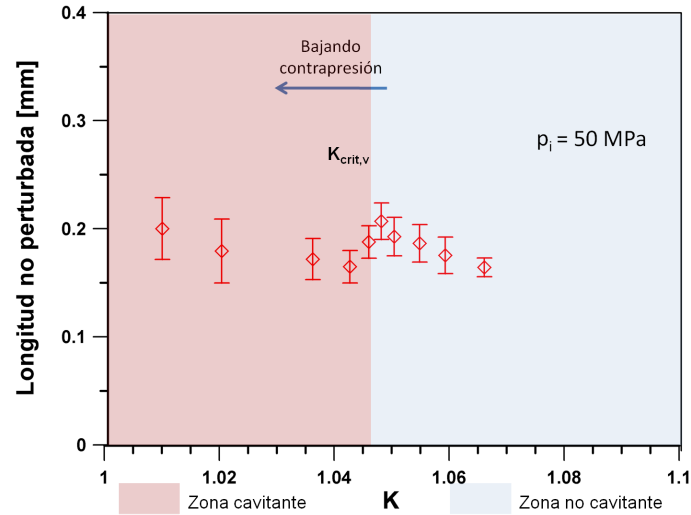


Figura 4.27: Longitud de la zona no perturbada en función del número de cavitación para $p_i = 50$ MPa.

Estudio de las oscilaciones del perfil

Anteriormente se ha estudiado la longitud a partir de la cual comienza la apertura del chorro como consecuencia del englobamiento de aire. Tal como se ha definido previamente, junto con este incremento de la anchura del chorro se puede ver que existe un comportamiento oscilatorio de la interfase líquido-gas de descarga. A continuación se procede a estudiar las características de estas oscilaciones o perturbaciones observadas en el perfil detectado en el chorro. Estas perturbaciones pueden considerarse como un indicador tanto del grado de turbulencia del flujo a la salida del orificio como de la eficiencia del proceso de atomización.

La Figura 4.29 muestra el comportamiento de la magnitud de las oscilaciones para una presión de inyección de 35 MPa. Prestando atención a la zona no cavitante de la gráfica (altos valores de K), se puede ver que no existe una influencia significativa del número de cavitación sobre el tamaño de estas oscilaciones. Esto nos indica que, contrariamente a lo que sucedía tanto con el ángulo de apertura como con las longitudes características anteriormente estudiadas, la densidad no tiene un efecto reseñable sobre este parámetro. Sin embargo, sí que se puede apreciar como una vez que se alcanzan las condiciones críticas de cavitación $K_{crit,v}$, la magnitud de las oscilaciones sufre un incremento considerable, del orden de un 50%. De hecho, este incremento es apreciable a simple vista en las imágenes que se adjuntan a modo de ejemplo

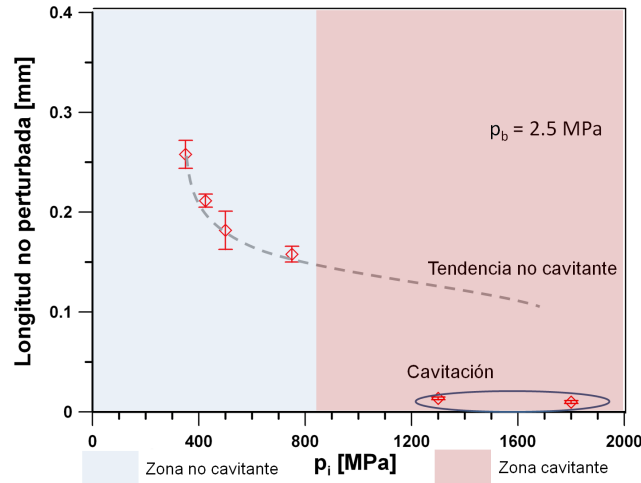


Figura 4.28: Longitud de la zona no perturbada en función de la presión de inyección para $p_b = 2.5$ MPa.

para los puntos en torno a las condiciones a las que se detectaron las burbujas de cavitación a la salida. Por tanto, se puede ver cómo el colapso de las burbujas de cavitación en la salida del orificio de descarga genera una perturbación que amplifica de forma considerable las oscilaciones presentadas por el contorno del chorro. Una vez alcanzado el régimen cavitante la magnitud de las oscilaciones vuelve a mostrarse invariante respecto al número de cavitación.

Un ejemplo más de esta tendencia se puede apreciar en la Figura 4.30 para una presión de inyección de 50 MPa. En esta gráfica se observa de nuevo la misma tendencia vista anteriormente: en la zona no cavitante, la magnitud de las oscilaciones no sufre prácticamente ningún cambio al variar el número de cavitación ni, por tanto, la densidad. En cambio, al alcanzar las condiciones en las que la cavitación llega hasta el final del orificio el valor de este parámetro crece significativamente. De hecho, en este caso el incremento es, si cabe, más significativo que el visto para la presión de inyección anterior.

El otro parámetro relacionado con el perfil estacionario del chorro que se puede extraer de las imágenes obtenidas es la distancia promedio entre picos. Mientras que en el caso de la magnitud de las oscilaciones valores más altos indican un mayor grado de irregularidad en la interfase líquido-gas, que se puede relacionar con la turbulencia y la atomización, para la distancia entre picos la relación es justo la inversa: una menor distancia entre picos indica un perfil del chorro más irregular y, previsiblemente, con niveles de atomización más importantes.

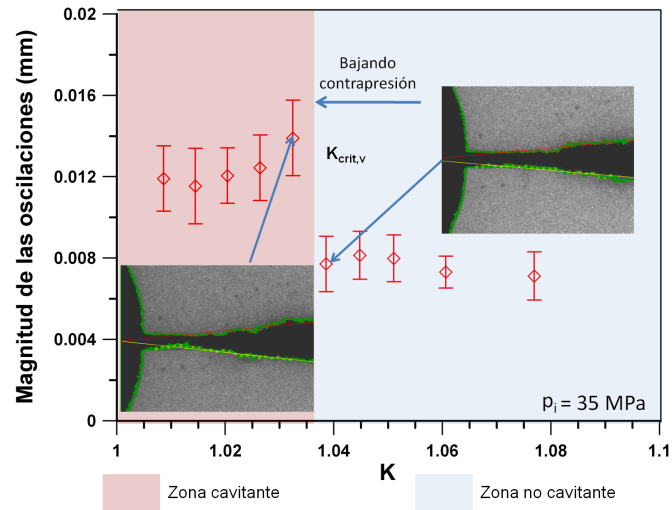


Figura 4.29: Magnitud de las oscilaciones del perfil del chorro frente al número de cavitación para $p_i = 35$ MPa.

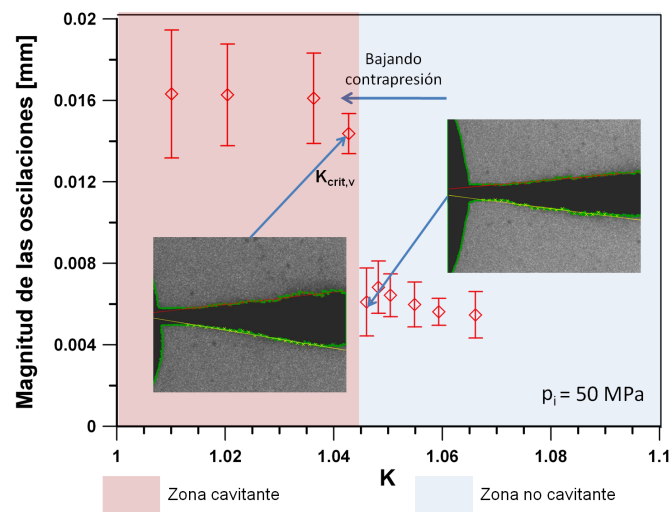


Figura 4.30: Magnitud de las oscilaciones del perfil del chorro frente al número de cavitación para $p_i = 50$ MPa.

Al igual que se ha hecho con el resto de parámetros estudiados, se ha graficado en la Figura 4.31, para una presión de inyección de 35 MPa, la distancia promedio entre picos frente al número de cavitación. Pese a ser parámetros a priori distintos, el comportamiento de este parámetro es completamente análogo

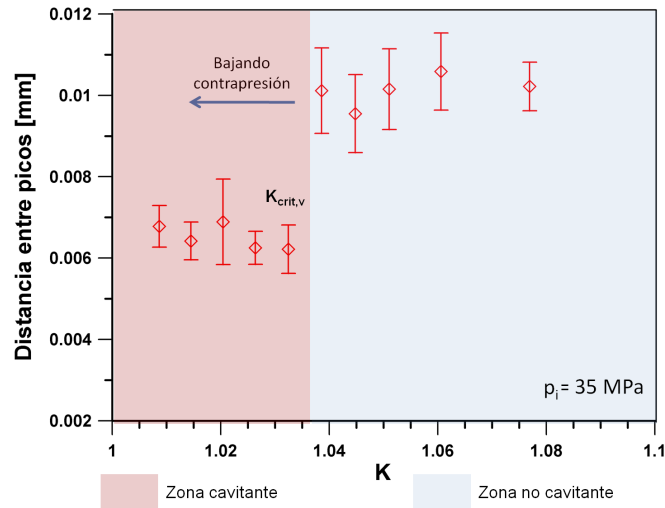


Figura 4.31: Distancia entre picos de las oscilaciones del perfil del chorro frente al número de cavitación. $p_i = 35 \text{ MPa}$

go al de la magnitud de las oscilaciones: se observa un descenso importante de la distancia entre picos al alcanzarse las condiciones de cavitación, lo que habla de un perfil más irregular. Igualmente, tanto en régimen cavitante como no cavitante no se aprecia que exista influencia del número de cavitación (es decir, la densidad del gas de descarga) sobre este parámetro. El mismo comportamiento se puede ver en la Figura 4.32 para el caso de una presión de inyección de 50 MPa.

Como se ha visto, la distancia entre picos se muestra como un parámetro interesante a la hora de estudiar las características oscilatorias observadas en el perfil del chorro estacionario. Sin embargo, este parámetro tiene una desventaja respecto a la magnitud de las oscilaciones previamente estudiada, y es que su valor depende no sólo de la formación de estas oscilaciones o perturbaciones sino también de la velocidad a la que éstas viajan. En este sentido, el incremento que sufre la velocidad efectiva de inyección como consecuencia de la cavitación podría reducir por sí misma el valor de la distancia entre picos, de forma que resulta difícil establecer en qué medida los resultados mostrados anteriormente se deben a este efecto o al propio efecto que tiene el colapso de las burbujas de cavitación a la salida del orificio sobre la formación del chorro.

Una forma de estudiar la influencia que tiene la velocidad de inyección sobre la distancia promedio entre picos consiste en representarla frente al número de Reynolds. Esta información está disponible en la Figura 4.33. Como

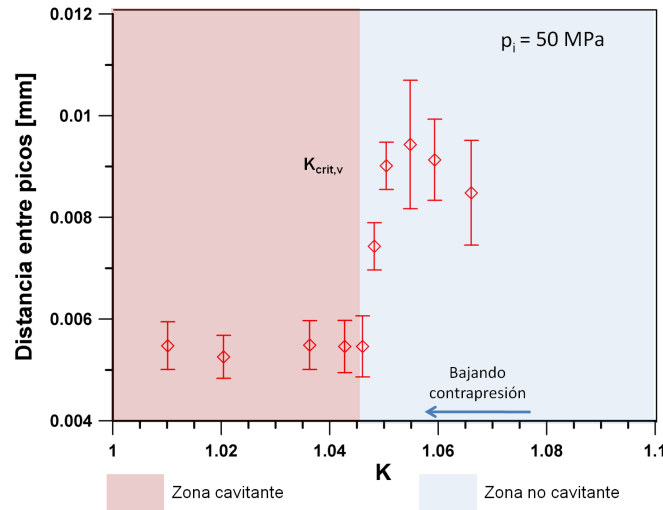


Figura 4.32: Distancia entre picos de las oscilaciones del perfil del chorro frente al número de cavitación para $p_i = 50$ MPa.

se puede apreciar, la distancia entre picos tiene una tendencia decreciente con el número de Reynolds, como consecuencia del aumento de velocidad de inyección experimentado por el chorro. Sin embargo, se puede ver cómo los puntos correspondientes al ensayo del chorro en condiciones no cavitantes muestran valores significativamente mayores de la distancia entre picos, que no pueden ser explicados como consecuencia de la menor velocidad efectiva de inyección. Por tanto, es posible concluir que la cavitación disminuye la distancia promedio entre picos como consecuencia directa de la acción de la fase vapor sobre la estructura del chorro.

4.4. Conclusiones

En el presente capítulo se ha tratado de estudiar el fenómeno de la cavitación en el interior de las toberas de inyección, así como la implicación que tiene sobre la formación del chorro diésel. Para llevar a cabo este estudio se ha utilizado una técnica para la visualización del chorro en campo próximo, descrita en el apartado 3.5 de esta Tesis.

Con este fin se ha tratado primero de arrojar algo más de luz sobre las características de la cavitación en los orificios de descarga de las toberas. Este fenómeno, si bien estudiado ampliamente a lo largo de los últimos años,

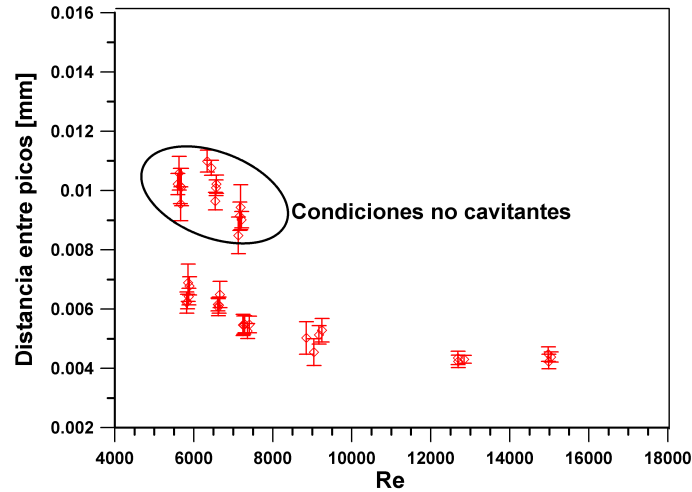


Figura 4.33: Distancia entre picos de las oscilaciones del perfil del chorro frente al número de Reynolds.

presenta aún incertidumbres importantes debido a la dificultad de estudiar experimentalmente el flujo a tan alta velocidad y en orificios tan pequeños como los existentes en toberas diésel. Para abordar este estudio se ha decidido utilizar una serie de modelos de tobera simplificados, de forma que se ha podido disponer de un amplio elenco de geometrías de una forma más económica. Sobre estas toberas se ha utilizado la técnica de visualización en campo próximo aplicada a la descarga de la tobera sobre gasoil líquido, de forma que se puedan detectar las burbujas de cavitación a la salida del orificio. El análisis de estos resultados y su comparación con los datos de flujo másico estacionario da lugar a dos conclusiones importantes:

- Si bien el colapso de flujo másico ha sido utilizado frecuentemente como criterio para detectar el inicio de la cavitación, se han detectado burbujas de cavitación a la salida de la tobera en condiciones en las que el flujo aún no está colapsado. Esto indica que para que el flujo másico llegue a colapsarse es necesario que la cavitación esté considerablemente extendida.
- Existe un fenómeno de histéresis en relación a la formación de la cavitación. En particular, realizando un barrido de contrapresiones para una presión de inyección fija, se puede ver como si se realiza el ensayo de contrapresiones altas a bajas (es decir, de régimen no cavitante a cavitante) la presión a la que aparecen las primeras burbujas de cavitación a la

salida es menor que la presión a la que éstas desaparecen si se realiza el ensayo en sentido inverso (de condiciones cavitantes a no cavitantes). Esto quiere decir que es necesaria una presión mayor para que una burbuja colapse de la que fue precisa para su formación en primer lugar.

Tras el estudio de esta serie de geometrías simplificadas se decide extender el estudio a una tobera mono-orificio cilíndrica, en la que se pretende estudiar así mismo la incidencia de la cavitación en la formación del chorro sobre una atmósfera gaseosa. El estudio de inyección sobre gasoil muestra conclusiones similares a las obtenidas con las toberas simplificadas, si bien las diferencias entre el criterio de colapso de flujo másico y la detección de las burbujas son algo menores. En lo que se refiere a la estructura del chorro inyectando en nitrógeno, se pueden establecer las siguientes conclusiones:

- La estructura del chorro en la zona cercana muestra tres zonas bien diferenciadas. En la primera de ellas el chorro se muestra como una columna de líquido imperturbada de anchura igual al diámetro de salida de la tobera. Tras ésta, aparece una zona de transición en la que la anchura del chorro crece de forma no lineal. Por último, a partir de una determinada posición se llega al valor de ángulo estacionario.
- El ángulo del chorro muestra, para las condiciones estudiadas, un incremento significativo asociado a la llegada de burbujas de cavitación a la salida. Esto indica que la presencia de fase vapor en la salida del chorro favorece el proceso de mezcla aire-combustible.
- Tanto la longitud no perturbada del chorro como la posición a la cual se alcanza el valor de ángulo estacionario (definida como longitud de transición a lo largo del capítulo) muestran un descenso significativo cuando la tobera se encuentra en condiciones de cavitación según el criterio de visualización (es decir, en las condiciones en las que se visualizan burbujas de cavitación a la salida del orificio).
- Igualmente, el estudio de la estructura del perfil del chorro estacionario en los primeros 1.5 mm muestra que las oscilaciones observables en el mismo se vuelven más significativas en condiciones cavitantes que cuando la tobera deja de cavitatar.

La suma de todos estos resultados parece indicar que existe una relación clara entre la existencia de cavitación a la salida de la tobera y los procesos de atomización y mezcla aire-combustible. En cualquier caso, la relación que

tienen los aspectos tratados en este capítulo (longitud no perturbada, longitud de transición y oscilaciones del perfil) con el grado de turbulencia del flujo y la eficiencia de la atomización se explorará en el capítulo 5 de la presente Tesis a partir del estudio de tres toberas cónicas.

Bibliografía

- [1] CHEHROUDI, B., S. CHEN, F. BRACCO, y Y. ONUMA: «On the intact core of full-cone sprays», *SAE Paper 850126*, (1985).
- [2] DELACOURT, E., B. DESMET, y B. BESSON: «Characterisation of very high pressure diesel sprays using digital imaging techniques», *Fuel*, 84 (2005), nº 7-8, 859–867.
- [3] DESANTES, J. M., R. PAYRI, J. M. PASTOR, y J. GIMENO: «Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part I: Nonevaporative conditions», *Atomization And Sprays*, 15 (2005), nº 5, 489–516.
- [4] FAETH, G., L.-P. HSIANG, y P.-K. WU: «Structure and breakup properties of sprays», *International Journal Of Multiphase Flow*, 21 (1995), 99–127.
- [5] GIMENO, J.: *Desarrollo y aplicación de la medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2008.
- [6] HEIMGÄRTNER, C., y A. LEIPERTZ: «Investigation of the primary spray break-up close to the nozzle of a common-rail high pressure diesel injection system», *SAE Paper 2000-01-1799*, (2000).
- [7] HIROYASU, H., y M. ARAI: «Structures of fuel spray in Diesel engines», *SAE Paper 900475*, (1990).
- [8] LEBAS, R., T. MENARD, P. BEAU, A. BERLEMONT, y F. DEMOULIN: «Numerical simulation of primary break-up and atomization: DNS and modelling study», *International Journal Of Multiphase Flow*, 35 (2009), 247–260.
- [9] LEFEBVRE, A.: *Atomization and sprays*, CRC, 1989.
- [10] MISHRA, C., y Y. PELES: «Cavitation in flow through a micro-orifice inside a silicon microchannel», *Physics of Fluids*, 17 (2005), 013601.
- [11] NABER, J. D., y D. L. SIEBERS: «Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays», *SAE Paper 960034*, (1996).
- [12] NURICK, W. H.: «Orifice cavitation and its effects on spray mixing», *Journal of fluids engineering*, 98 (1976), 681–687.

- [13] RANZ, W. E.: «Some experiments on orifice sprays», *Can. J. Chem. Engng*, August, (1958), 175.
- [14] REITZ, R., y F. BRACCO: «On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions», *SAE Paper 790494*, (1979).
- [15] REITZ, R., y R. DIWAKAR: «Structure of high-pressure fuel sprays», *SAE Paper 870598*, (1987).
- [16] SALIBA, R., I. BAZ, J. CHAMPOUSSIN, M. LANCE, y J. MARIÉ: «Cavitation effect on the near nozzle spray development in high-pressure diesel injection», en «Proceedings of 19th ILASS (Europe)», 2004.
- [17] SALVADOR, F. J.: *Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [18] SCHMIDT, D. P., C. J. RUTLAND, y M. L. CORRADINI: «A numerical study of cavitating flow through various nozzle shapes», *SAE Paper 971597*, (1997).
- [19] SOM, S., A. RAMÍREZ, D. LONGMAN, y S. AGGARWAL: «Effect of nozzle orifice geometry on spray, combustion, and emission characteristics under diesel engine conditions», *Fuel*, 90 (2011), nº 3, 1267 – 1276.
- [20] WINKLHOFER, E., E. KULL, E. KELZ, y A. MOROZOV: «Comprehensive hydraulic and flow field documentation in model throttle experiments under cavitation conditions», *ILASS-Europe 2001, Zurich*, (2001).
- [21] XU, M., K. NISHIDA, y H. HIROYASU: «A Practical Calculation Method for Injection Pressure and Spray Penetration in Diesel Engines», *SAE Paper 920624*, (1992).

Capítulo 5

Estudio del chorro no cavitante en campo próximo

5.1. Introducción

En el capítulo anterior se ha analizado la influencia que tiene la cavitación sobre el comportamiento del chorro cercano. En particular, como resultado del estudio del chorro mediante técnicas de visualización, se ha visto que la presencia de cavitación a la salida de la tobera tiende a mejorar tanto el proceso de atomización como la eficiencia de la mezcla aire-combustible. Sin embargo, al margen de la influencia de la cavitación, el estudio realizado hasta este momento en la presente Tesis deja aún incertidumbres importantes acerca de cómo afectan tanto la geometría de la tobera como las condiciones de inyección a parámetros como el ángulo de apertura o las oscilaciones del contorno del chorro. Por este motivo, en el presente capítulo se estudiará de forma más exhaustiva la influencia de estos aspectos sobre la estructura del chorro gracias al uso de tres toberas cónicas, cuya principal diferencia estriba en el diámetro de salida del orificio de descarga. Como consecuencia del uso de este tipo de geometrías se inhibe el fenómeno de la cavitación, pudiendo estudiar separadamente el efecto del diámetro de salida y los parámetros de inyección (fundamentalmente presiones de inyección y descarga) sobre los parámetros estudiados en el capítulo anterior.

Para llevar a cabo este estudio será necesario, en primer lugar, obtener información acerca de las condiciones del flujo a la salida de la tobera. Para

ello se realizarán ensayos de caracterización hidráulica de las toberas utilizadas, consistentes en la medición de la tasa de inyección y del flujo de cantidad de movimiento a la salida del chorro. Esto permitirá la caracterización del perfil de velocidad en el orificio de salida a través de los coeficientes adimensionales C_a y C_v .

Una vez realizada esta caracterización se procederá al estudio del comportamiento del chorro en sus primeros milímetros. En este sentido se realizarán tres tipos de ensayos diferenciados:

- Estudio de la estructura macroscópica del chorro. Se estudiarán principalmente el ángulo de apertura del chorro, así como la longitud de transición, parámetros ya definidos en el capítulo anterior.
- Estudio del proceso de atomización primaria, que comprende el análisis de la longitud no perturbada del chorro, así como el estudio de la estructura de las oscilaciones del contorno del mismo.
- Estudio del chorro en transitorio. Para una ventana de resolución intermedia (aproximadamente 250 pixel/mm) se analizará la evolución temporal del aspecto mostrado por el chorro, así como de su penetración.

Una vez analizada la influencia del diámetro de salida de los orificios sobre el comportamiento macroscópico del chorro cercano se procederá al estudio del proceso de mezcla utilizando el modelo unidimensional que será presentado en la sección 5.4.1. Este modelo muestra una alta sensibilidad frente al número de Schmidt, especialmente en la zona cercana al orificio, que es el objeto de estudio de la presente Tesis. Por ello, será necesario hacer una estimación de este parámetro en condiciones reales de inyección diésel.

Es preciso, por tanto, conocer los detalles de la estructura microscópica del chorro en esta zona cercana, de forma que la comparación de estos datos con los arrojados por el modelo en las mismas condiciones permita caracterizar el número de Schmidt. De entre las técnicas existentes en la literatura, se ha visto que la más apropiada para estudiar las características internas del chorro cercano es la de absorción de rayos-x, llevada a cabo en *Argonne National Laboratories* [10, 11, 13]. Por este motivo se han utilizado los datos procedentes de esta técnica para realizar una estimación del Sc . A continuación, se ha explorado la incidencia que tiene el cambio axial de la estructura del chorro visto experimentalmente sobre el proceso de mezcla aire-combustible respecto a la hipótesis de ángulo constante, habitual en el modelado del chorro diésel.

5.2. Caracterización hidráulica

Con el fin de analizar la influencia del diámetro de salida sobre el comportamiento del chorro este estudio, se ha realizado valiéndose de 3 toberas mono-orificio cónicas, con diámetros de salida de 0.112, 0.138 y 0.156 mm. Los detalles de la geometría interna de estas toberas se encuentran en la tabla 3.4. Tal como se ha introducido previamente, de cara a poder analizar de forma exhaustiva las características del chorro diésel es necesario obtener información acerca del perfil de velocidad a la salida de la tobera. Para ello se utilizarán las medidas de la tasa de inyección y de la cantidad de movimiento del chorro, que permiten caracterizar los coeficientes adimensionales C_a y C_v .

En primer lugar se realizan los ensayos de medición de la tasa de inyección para un amplio rango de presiones de inyección (de 30 a 180 MPa) y contrapresiones (de 1.5 a 80 MPa). La duración del pulso de inyección será de 2 ms. A partir de esta medida se puede obtener el coeficiente de descarga, tal como se hizo en el capítulo anterior para el estudio de las toberas cilíndrica y cónica. Esta información se muestra en la Figura 5.1.

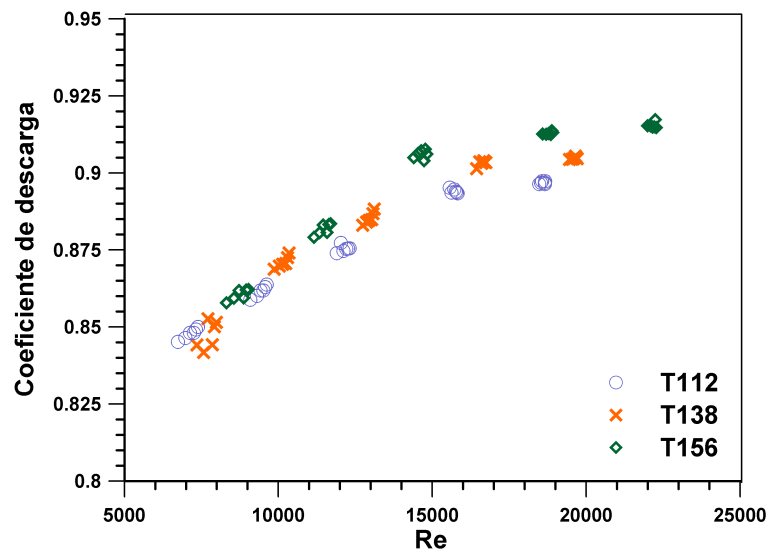


Figura 5.1: Coeficiente de descarga en función del número de Reynolds para las tres toberas cónicas.

Como se puede ver las tres toberas muestran una evolución similar frente al número de Reynolds. En lo que se refiere a la influencia del diámetro de salida sobre el coeficiente de descarga se pueden apreciar dos efectos. Por un

lado, el número de Reynolds es mayor conforme aumenta el diámetro, lo que hace que las toberas de mayor tamaño trabajen a Reynolds más altos en las mismas condiciones de presión. Por tanto, estas toberas tendrán más tendencia a alcanzar el valor asintótico del coeficiente de descarga. Por otra parte, se observa también que en este caso el propio valor asintótico respecto al Reynolds es mayor para las toberas con mayor diámetro. Así mismo, y como era de esperar, no existe cavitación en ninguna de las toberas y condiciones ensayadas, al tratarse de toberas con geometría cónica [25].

Una vez caracterizado el flujo másico, la medición del flujo de cantidad de movimiento en las mismas condiciones de inyección permite distinguir los efectos de área y velocidad sobre el coeficiente de descarga. Estos efectos se muestran en las Figuras 5.2 y 5.3, respectivamente. Como se puede apreciar, el coeficiente de velocidad muestra una evolución similar a la del C_d , si bien la variación con el número de Reynolds es menos significativa. En lo que se refiere al coeficiente de área, en general se encuentra en valores muy cercanos a la unidad, especialmente para las presiones de inyección más elevadas, donde las condiciones se hacen más turbulentas.

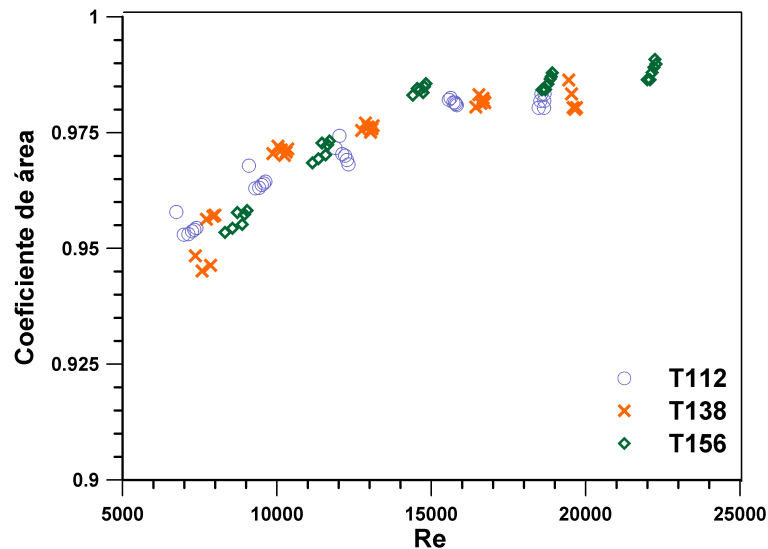


Figura 5.2: Coeficiente de área en función del número de Reynolds para las tres toberas cónicas.

Estos parámetros nos permiten cuantificar en cierta forma las características del perfil de velocidad del flujo a la salida de la tobera, relacionado con el grado de turbulencia del mismo. Como se estableció en el apartado 2.5 la

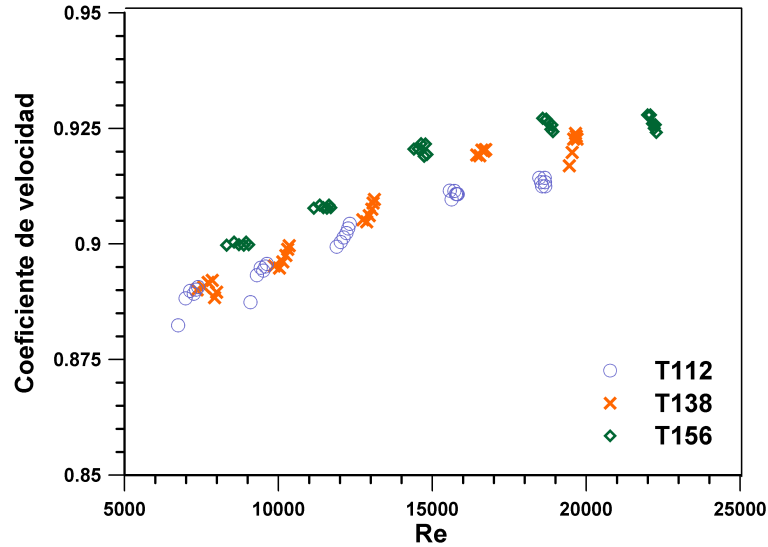


Figura 5.3: Coeficiente de velocidad en función del número de Reynolds para las tres toberas cónicas.

turbulencia y la reorganización del perfil de velocidad son aspectos que contribuyen a la atomización primaria del chorro. En este sentido, es de esperar que las condiciones en las que los coeficientes de área y de velocidad sean más altos sean también más proclives a la atomización. Este aspecto tratará de ser contrastado a lo largo del presente capítulo.

5.3. Estructura del chorro estacionario

En este apartado se van a estudiar las imágenes obtenidas de la visualización del chorro en campo próximo en condiciones estacionarias. Para ello se utilizarán pulsos largos de inyección (4 ms), tomando las imágenes en un instante determinado en el que se haya alcanzado el valor estacionario tanto en la señal de tasa como en la del flujo de cantidad de movimiento.

En primer lugar se va a llevar a cabo un análisis cualitativo de las imágenes obtenidas con la configuración de más alta resolución. La Figura 5.4 muestra el aspecto del chorro para unas condiciones de presión $p_i = 50$ MPa y $p_b = 1$ MPa, comparando la tobera de diámetro 0.112 mm con la de 0.156 mm. A simple vista se aprecia como la longitud inicial o no perturbada se ve incrementada al aumentar el diámetro del orificio de salida. Este resultado es coherente con lo que cabría esperar, ya que es conocido que al disminuir el diámetro el proceso

de atomización se vuelve más eficiente. En lo que se refiere a las oscilaciones, en ambos casos se observa un perfil poco perturbado debido a que las condiciones son poco proclives a la atomización (bajas presiones de inyección y descarga), si bien parece que la tobera de menor diámetro muestra también un aspecto del contorno del chorro más irregular. Cuando las condiciones de presión aumentan el proceso de atomización se hace más eficiente, disminuyendo la longitud no perturbada (Figura 5.5). En cualquier caso, sigue siendo apreciable que este parámetro es mayor al aumentar el diámetro de salida del orificio.

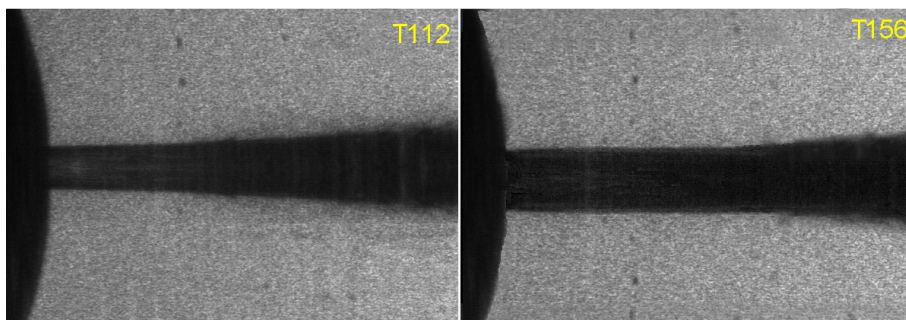


Figura 5.4: Ejemplo de imágenes a alta resolución para unas condiciones de presión de $p_i = 50$ MPa y $p_b = 1$ MPa. Izquierda: tobera T112, derecha: tobera T156.

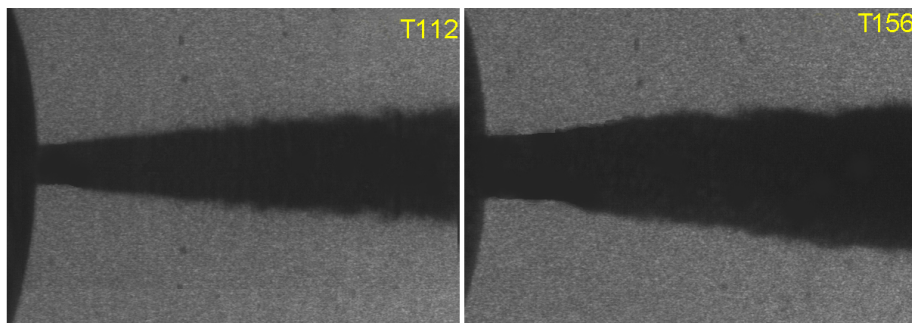


Figura 5.5: Ejemplo de imágenes a alta resolución para unas condiciones de presión de $p_i = 130$ MPa y $p_b = 5$ MPa. Izquierda: tobera T112, derecha: tobera T156.

En lo que se refiere a las imágenes a resolución más baja (hasta $\sim 4.2 \times 5.5$ mm), la información más importante que puede obtenerse es el ángulo de apertura. En la Figura 5.6 se muestran ejemplos de estas imágenes para la tobera T112 y para dos contrapresiones distintas: 1 y 2.5 MPa. La presión de

inyección en ambos casos es de 80 MPa. Como se puede apreciar, a mayor presión de descarga (y, por tanto, densidad) el proceso de mezcla aire-combustible se hace más eficiente, incrementando el ángulo de apertura. La influencia de la geometría de la tobera en este parámetro se estudiará posteriormente.

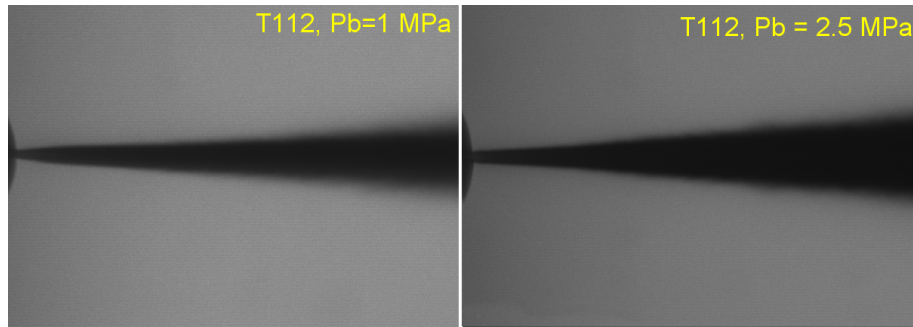


Figura 5.6: Ejemplo de imágenes a menor resolución para una presión de inyección $p_i = 80$ MPa. Izquierda: tobera T112, $p_b = 1$ MPa; derecha: tobera T156, $p_b = 2.5$ MPa.

5.3.1. Ángulo de apertura

El primer parámetro a estudiar en cuanto a la estructura del chorro es el ángulo de apertura del mismo. Como ya se ha introducido en capítulos anteriores, este parámetro depende en gran medida de la densidad de descarga, así como de la geometría de la tobera.

En las Figuras 5.7 y 5.8 se muestra la evolución del ángulo en función de la densidad de descarga para las presiones de inyección de 50 y 130 MPa, respectivamente. Como se puede apreciar el ángulo crece de forma importante al aumentar la densidad en el interior de la maqueta de inyección. Sin embargo, las diferencias observadas entre las distintas toberas son poco significativas, si bien la tobera de mayor diámetro se caracteriza por valores ligeramente superiores. En cualquier caso, según estudios anteriores los parámetros geométricos que presentan una mayor influencia sobre el ángulo de apertura del chorro son el radio de acuerdo y la conicidad del orificio, que apenas varían en las toberas estudiadas.

Además de la densidad del gas de descarga, es conocido que también el grado de turbulencia del flujo tiene un efecto sobre el proceso de atomización y el englobamiento de aire. Para tratar de ver este efecto se muestra en la Figura 5.9 la evolución del ángulo de apertura en función del Reynolds para una presión de descarga de 2.5 MPa. Como se puede ver, en las presiones de inyección

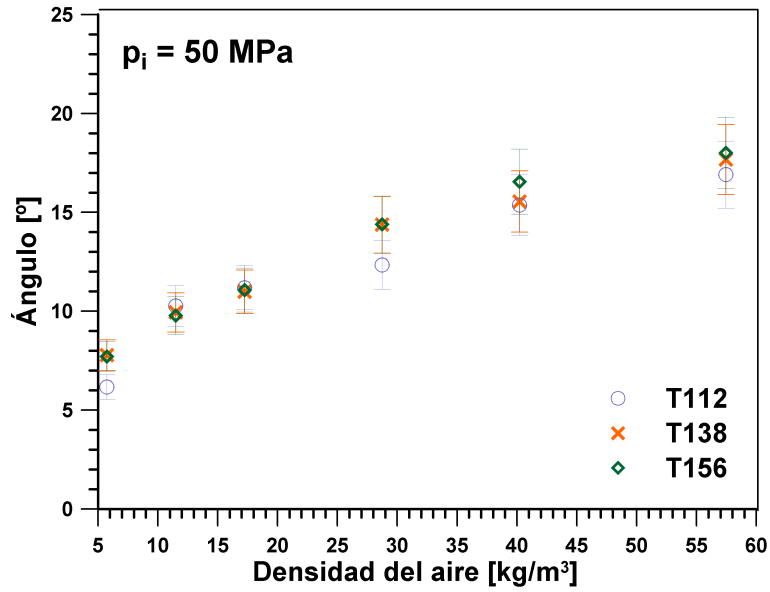


Figura 5.7: Evolución del ángulo de apertura del chorro en función de la densidad de la cámara para las tres toberas estudiadas y $p_i = 50 \text{ MPa}$.

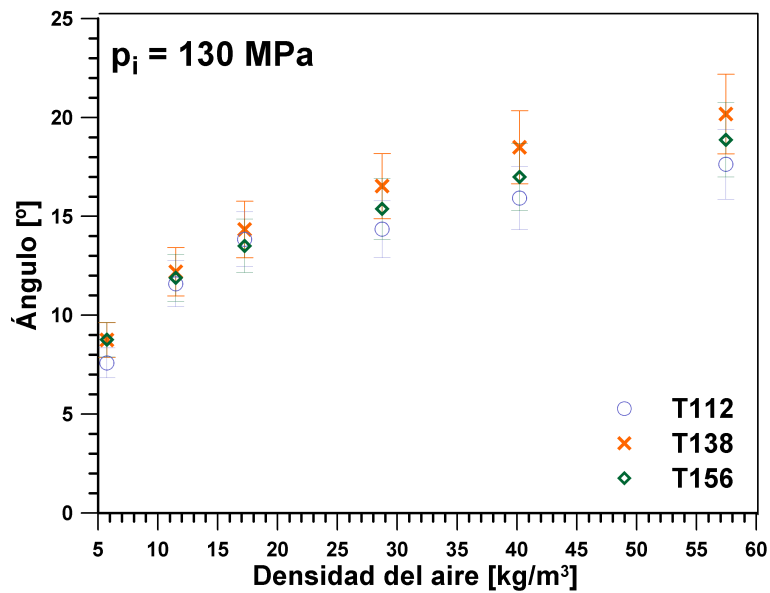


Figura 5.8: Evolución del ángulo de apertura del chorro en función de la densidad de la cámara para las tres toberas estudiadas y $p_i = 130 \text{ MPa}$.

más bajas (condiciones de flujo en transición laminar-turbulento) el ángulo de apertura muestra valores sensiblemente más bajos, mientras que una vez que se superan los 80 MPa en presión de inyección (Re de aproximadamente 12500) el ángulo se mantiene prácticamente constante, con variaciones menores a la propia desviación típica entre las medidas. De lo anterior se desprende que una vez que la turbulencia alcanza un cierto nivel de desarrollo el parámetro que más afecta al ángulo es la densidad de descarga, debido a su importancia sobre los efectos aerodinámicos en el chorro. La misma tendencia ha sido observada para otros valores de contrapresión.

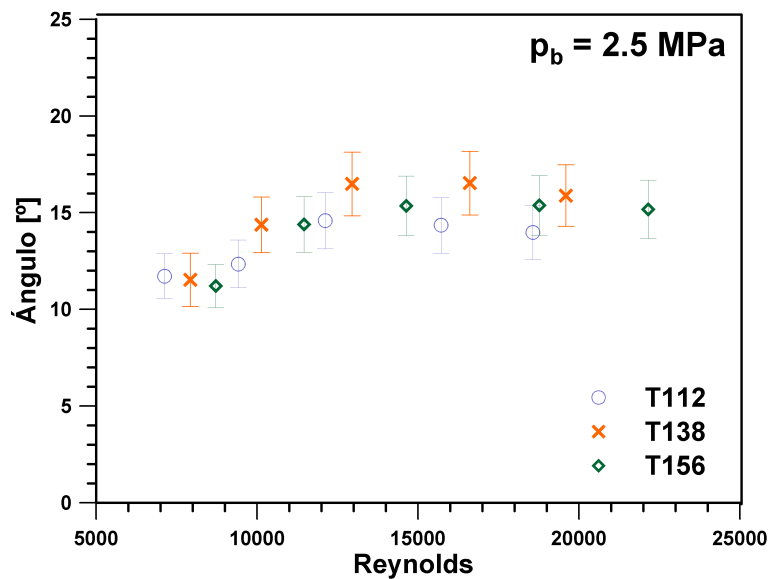


Figura 5.9: Evolución del ángulo de apertura del chorro en función del número de Reynolds para las tres toberas estudiadas y $p_b = 2.5$ MPa.

Por último, se va a buscar una correlación para el ángulo de apertura estacionario en función de los datos obtenidos. En este sentido, buscamos una expresión de la forma:

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = cte \left(\frac{\rho_a}{\rho_f}\right)^a Re^b \quad (5.1)$$

definiéndose el número de Reynolds en base al diámetro efectivo y la velocidad efectiva, por lo que la influencia de la geometría de las toberas y las condiciones operativas están tenidas en cuenta a partir de este parámetro. Del análisis estadístico de los datos experimentales se obtienen los coeficientes para

cada una de las variables estudiadas. Esta información se muestra en la tabla 5.1. Como vemos, el exponente de la densidad se muestra en valores dentro del rango habitual en este tipo de correlaciones (entre 0.2 y 0.5 [2, 9, 16, 20, 21]). Además, tal como era de prever tras los resultados mostrados en la Figura 5.9 existe una influencia no despreciable del número de Reynolds en el ángulo de apertura estacionario.

Tabla 5.1: Correlación para el ángulo de apertura.

Coefficiente	Valor estimado	Intervalo de confianza	p-valor
cte	0.06863	± 0.0498	1.569e-017
a	0.37	± 0.023	1.175e-048
b	0.19	± 0.052	5.251e-011

$$R^2 = 93.9\%$$

5.3.2. Longitudes características

Según hemos visto en el capítulo anterior, existen dos longitudes que nos sirven para caracterizar el comportamiento macroscópico del chorro en la zona cercana al orificio. La primera de estas longitudes sería la longitud inicial o longitud no perturbada, que se define como la extensión de la primera zona del chorro en la que éste se muestra como una columna líquida sin ángulo de apertura apreciable. La segunda longitud característica sería la longitud de transición, a partir de la cual se puede definir el ángulo de apertura o, lo que es lo mismo, a partir de la cual la anchura del chorro crece linealmente con la posición axial. Estas dos longitudes marcan dos fronteras importantes en el comportamiento del chorro desde el punto de vista de la atomización primaria y el englobamiento del aire.

Longitud inicial o longitud no perturbada

En primer lugar se analizará el comportamiento de la longitud inicial o longitud no perturbada. Este parámetro está relacionado con la eficiencia del proceso de atomización primaria, por lo que se espera que dependa fundamentalmente de tres aspectos: la interacción aerodinámica con el gas de descarga (caracterizada por el cociente ρ_a/ρ_f), la turbulencia del flujo y la geometría de la tobera de inyección (centrada en este último caso en el diámetro de salida). Además de estos parámetros, cabe considerar como importante también la influencia de las propiedades del combustible, y en especial de la tensión

superficial. Sin embargo, en el caso particular de los estudios realizados en la presente Tesis no se han contemplado variaciones de estos parámetros, ya que se ha trabajado siempre con el mismo combustible.

La Figura 5.10 muestra la evolución de la longitud no perturbada en función de la densidad de descarga para una presión de inyección de 50 MPa. Como se puede observar los valores arrojados por las tres toberas muestran un descenso significativo al aumentar la densidad de descarga. Además se puede apreciar que las curvas muestran un escalado con el diámetro de salida del orificio en sentido creciente. El mismo comportamiento puede observarse en la Figura 5.11 para el caso de la presión de inyección de 130 MPa.

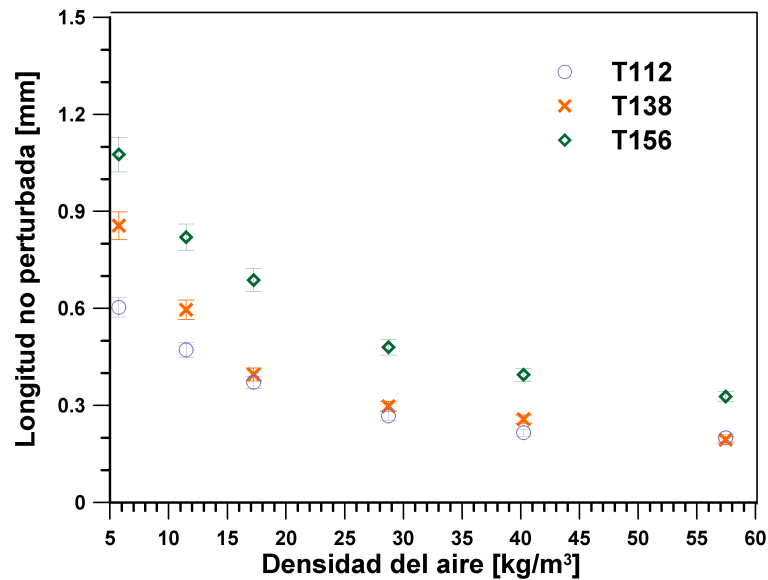


Figura 5.10: Evolución de la longitud no perturbada en función de la densidad de la cámara para las tres toberas estudiadas y $p_i = 50$ MPa.

Una forma habitual de tener en cuenta de forma conjunta los efectos de la densidad y el diámetro en toberas de inyección consiste en trabajar con el diámetro equivalente. Este parámetro se define como el diámetro de salida que debería tener una tobera para generar un chorro de las mismas características al estudiado en el caso de que el fluido inyectado tuviera la misma densidad que el gas de descarga, y se puede calcular según la siguiente expresión:

$$D_{eq} = D_o \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_a}} \quad (5.2)$$

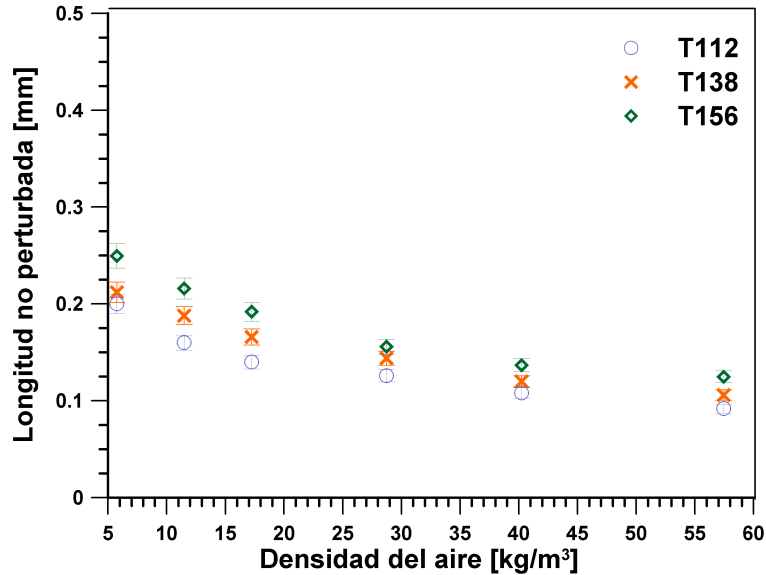


Figura 5.11: Evolución de la longitud no perturbada en función de la densidad de la cámara para las tres toberas estudiadas y $p_i = 130$ MPa.

En lo que se refiere a la presente tesis, al tener disponibles los valores de diámetro efectivo gracias a la caracterización hidráulica previamente hecha con las toberas, se utilizará éste en lugar del diámetro geométrico en la definición del diámetro equivalente. De esta forma podemos tener en cuenta la influencia de la geometría de la tobera y de las condiciones de operación de una forma más exhaustiva.

La evolución de la longitud no perturbada en función del diámetro equivalente se puede ver en la Figura 5.12 para dos presiones de inyección: 50 y 130 MPa. Como se puede apreciar, los valores de la longitud no perturbada dados por las tres toberas colapsan en una misma línea creciente con el diámetro equivalente. Además, la pendiente de esa línea disminuye con la presión de inyección, de forma que para valores aproximadamente iguales de diámetro equivalente la longitud no perturbada es más pequeña conforme aumenta la velocidad de salida, tal como era de esperar.

Una forma de estudiar de forma conjunta la influencia de los tres parámetros utilizados hasta ahora (densidad, diámetro efectivo y velocidad de inyección) sobre la longitud no perturbada se puede ver en la Figura 5.13. En ella se grafica la longitud no perturbada, adimensionalizada por el diámetro equivalente, frente al número de Reynolds. Como se puede observar, si bien no se produce un colapso perfecto de los datos experimentales disponibles, sí que

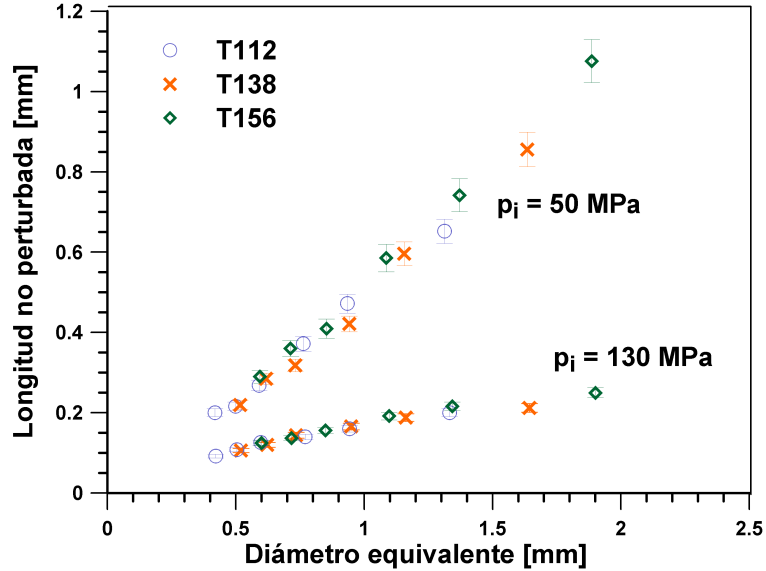


Figura 5.12: Evolución de la longitud no perturbada en función del diámetro equivalente para las tres toberas estudiadas.

se puede observar que existe una tendencia común para las tres toberas. En particular, la longitud no perturbada muestra una evolución asintótica decreciente con el número de Reynolds, que indica la importancia de este parámetro en el proceso de atomización del chorro.

Hasta ahora se ha visto como la longitud no perturbada depende significativamente de la densidad de la cámara de descarga, del diámetro de la tobera y de la velocidad de salida del combustible. Esto estaría en consonancia con el análisis dimensional del fenómeno de atomización primaria de un chorro líquido hecho en el apartado 2.5 de la presente Tesis, en el que quedó reflejado que este proceso se puede definir en base a tres números o grupos adimensionales ($\frac{\rho_a}{\rho_f}$, Re y Oh) que dependen directamente de los parámetros antes vistos. Con el fin de cuantificar la influencia exacta de cada uno estos parámetros se ha buscado una regresión no lineal que ajuste de forma satisfactoria los datos experimentales existentes. Por lo tanto, se plantea una correlación de la forma:

$$L_p = cte \left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \right)^a Oh^b Re^c \quad (5.3)$$

La tabla 5.2 muestra el valor de los coeficientes de la correlación en base al análisis estadístico de los resultados. Según este análisis, todos los parámetros

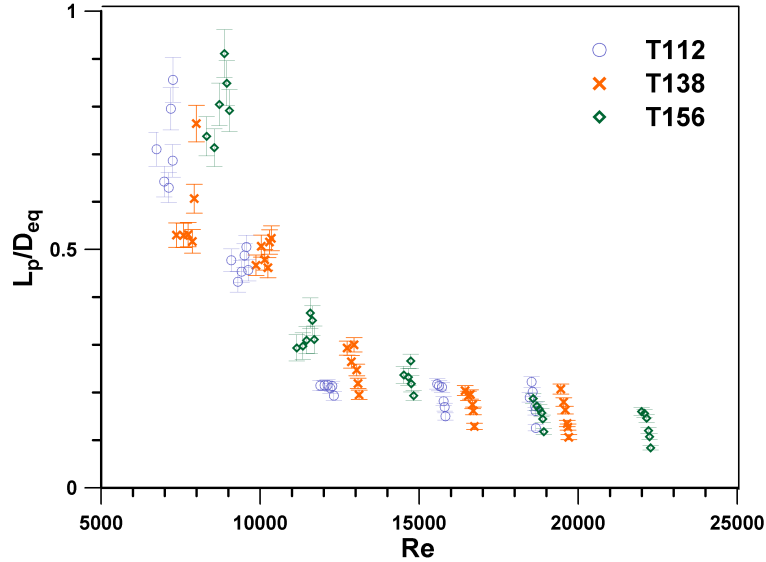


Figura 5.13: Evolución de la longitud no perturbada adimensionalizada por el diámetro equivalente frente al número de Reynolds.

estudiados muestran un efecto significativo sobre la longitud intacta (p-valores muy bajos). El alto valor del estadístico R^2 es un indicativo de la fiabilidad de la predicción dada por la correlación.

Tabla 5.2: Correlación para la longitud no perturbada.

Coefficiente	Valor estimado	Intervalo de confianza	p-valor
cte	0.0025	± 0.002	7.925e-006
a	-0.62	± 0.074	5.517e-019
b	-4.79	± 0.85	5.248e-016
c	-1.36	± 0.17	1.207e-033

$$R^2 = 89.44\%$$

Si bien, como se ha visto, el proceso de atomización puede expresarse en términos de los tres grupos adimensionales antes citados, puede resultar interesante descomponer el efecto de los mismos en parámetros físicos más básicos como el diámetro o la velocidad de salida:

$$L_p = cte \left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \right)^{-0.62} \left(\frac{C_v u_B C_a^{0.5} D_o}{\nu_f} \right)^{-1.36} \left(\frac{\nu_f \rho_f^{0.5}}{\sigma^{0.5} (C_a^{0.5} D_o)^{0.5}} \right)^{-4.79} \quad (5.4)$$

Por lo tanto, suponiendo que los valores de las propiedades del combustible son constantes para todos los puntos ensayados,

$$L_p \propto \left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \right)^{-0.62} C_a^{0.5} D_o^{1.005} C_v^{-1.36} u_B^{-1.36} \quad (5.5)$$

Si se utiliza la definición del diámetro equivalente vista en la ecuación 5.2, es posible expresar la longitud no perturbada a través de este valor como:

$$L_p = C_{L_p} D_{eq} \quad (5.6)$$

donde la constante de proporcionalidad C_{L_p} se puede expresar de la forma siguiente:

$$C_{L_p} \propto \left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \right)^{-0.12} C_v^{-1.36} u_B^{-1.36} \quad (5.7)$$

Este resultado va en consonancia con lo propuesto por Levich [14], que muestra la proporcionalidad entre la longitud intacta del chorro y el diámetro equivalente, y que ha sido utilizada a menudo para modelar la atomización primaria en el cálculo fluidodinámico de chorros diésel [23, 26]. Sin embargo, cabe constatar que si bien según la hipótesis de Levich la constante de proporcionalidad para la longitud intacta depende exclusivamente de la geometría de la tobera y de las propiedades del combustible, en el caso de la longitud no perturbada se ha visto que existe así mismo una influencia importante de las condiciones de operación, representadas por el coeficiente de velocidad y la velocidad teórica de salida del combustible. En cualquier caso, es preciso tener en cuenta que las dos expresiones cuantifican parámetros que, si bien se espera que estén relacionados, son distintos en su definición, por lo que es esperable que haya diferencias entre ambas.

Para terminar con el análisis de la longitud no perturbada se ha utilizado la predicción dada por la correlación (ecuación 5.3 para construir un gráfico tridimensional de su evolución frente a los tres números adimensionales que describen el fenómeno de la atomización: relación de densidades, Ohnesorge y Reynolds. Esta información se muestra en la Figura 5.14 en forma de una serie de isosuperficies a valores determinados de la longitud no perturbada. Como se puede apreciar, cuando las condiciones son de baja densidad de descarga las isosuperficies mostradas se encuentran relativamente cerca, especialmente para condiciones de Oh y Re altos. Sin embargo, al incrementar el cociente de densidades las isosuperficies se separan. Esto indica que los cambios en densidad son más significativos a valores bajos de la misma, mientras que al

crecer la densidad son otros factores los que empiezan a ser más determinantes sobre la longitud no perturbada.

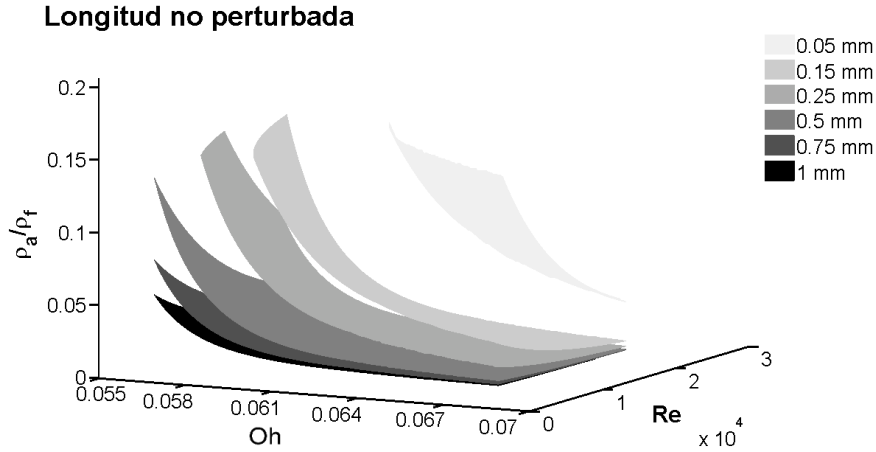


Figura 5.14: Gráfico de isosuperficies para la longitud no perturbada.

Con el fin de explorar de forma más exhaustiva el comportamiento de la longitud no perturbada en base a los parámetros adimensionales que definen el proceso de atomización, se han realizado una serie de cortes sobre el contorno tridimensional presentado en la Figura 5.14 a distintos niveles del cociente ρ_a/ρ_f . En particular, se han seleccionado valores para este cociente de 0.005, 0.05 y 0.15, que corresponden a densidades en la cámara de descarga de aproximadamente 4.15, 41.5 y 125kg/m^3 . Esta última densidad no ha sido realmente evaluada experimentalmente, pero ha sido seleccionada para tratar de explorar el comportamiento de la longitud no perturbada en condiciones límite de densidades de descarga muy altas. El resultado de estos cortes se puede ver en la Figura 5.15.

Prestando atención a la Figura 5.15 se pueden establecer diversas conclusiones. Por un lado se puede ver que las líneas que marcan las fronteras entre los distintos rangos de la longitud no perturbada tienden a ser verticales, especialmente en valores de bajo Re y alta densidad de descarga. Esto nos indica que el parámetro es más sensible a cambios en el número de Reynolds de lo que es en cuanto al Ohnesorge. Por otro lado, comparando los tres contornos dibujados se aprecian varios aspectos: en primer lugar, vemos que al aumentar la densidad de descarga la longitud no perturbada se sitúa por debajo de 0.05 mm (es decir, por debajo de la mitad del diámetro de la tobera) para prácticamente cualquier condición; además, se aprecia que el cambio entre los

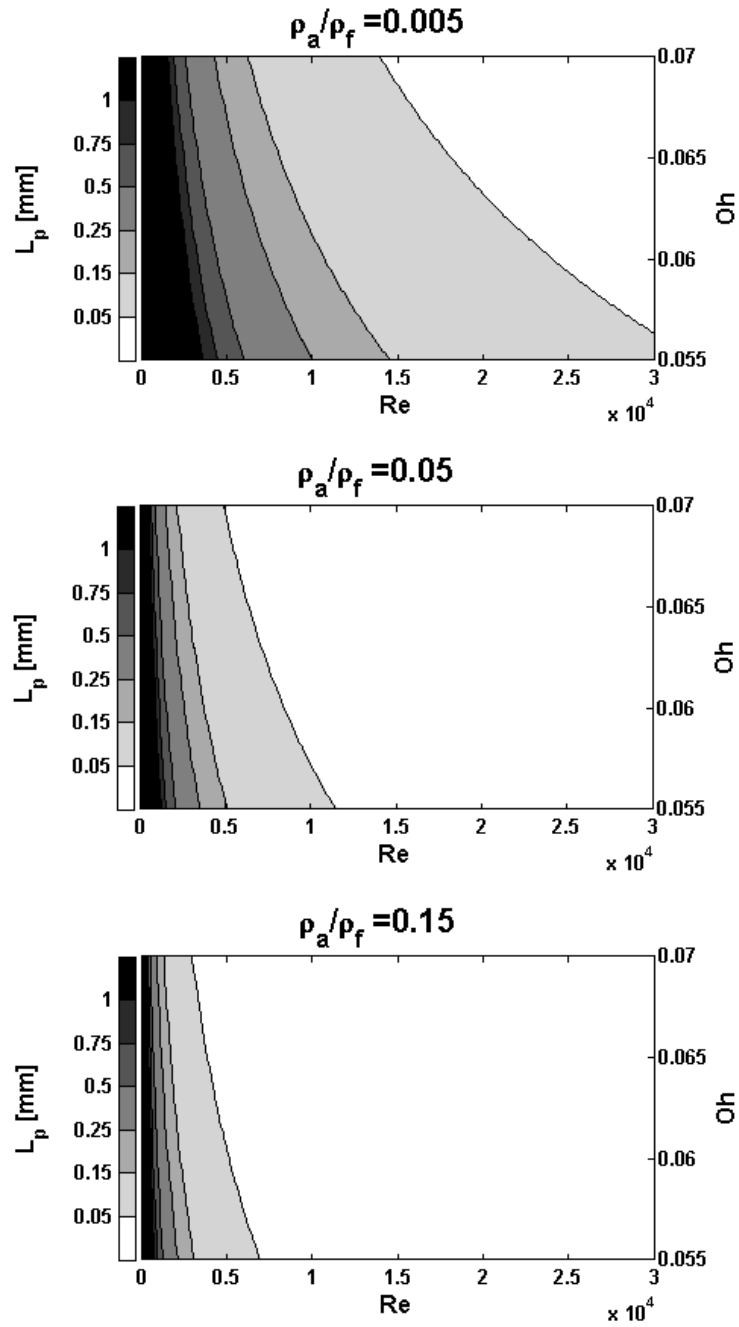


Figura 5.15: Contornos bidimensionales de la longitud no perturbada en función de Re y Oh para tres valores de densidad del aire.

contornos es mucho más significativo en condiciones de baja densidad en la cámara, mientras que al aumentar se mantiene prácticamente igual. Esto indica que la densidad influye sobre la atomización fundamentalmente a bajos valores de la misma, pero no tanto una vez que se alcanza un cierto umbral, como ya había sido propuesto anteriormente.

Longitud de transición

La otra longitud característica del chorro en la zona cercana es la longitud de transición. Tal como vimos en el capítulo anterior, esta longitud se define como la distancia a partir de la cual la anchura del chorro crece linealmente con su posición axial. Por tanto, a partir de este punto se puede definir de forma precisa el ángulo de apertura.

La información obtenida para este parámetro está representada en la Figura 5.16 para la presión de inyección de 50 MPa. Tal como era de esperar, la tobera con un mayor diámetro de salida muestra los mayores valores para la longitud de transición. De igual forma, al aumentar la densidad el valor de este parámetro disminuye, debido al incremento de la eficiencia del englobamiento de aire en el chorro.

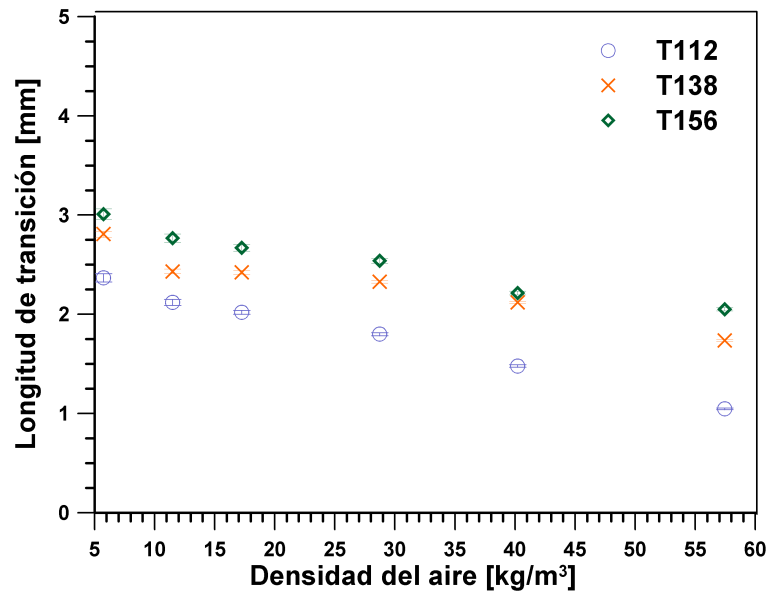


Figura 5.16: Evolución de la longitud de transición en función de la densidad de la cámara para $p_i = 50$ MPa.

Al igual que se ha hecho con los parámetros anteriores, se va a buscar una correlación en base a los parámetros más relevantes. En general, los estudios anteriores relacionan la transición del ángulo con la longitud intacta del chorro. Por este motivo, se va a buscar una correlación del mismo estilo que la vista anteriormente para la longitud no perturbada. En la tabla 5.3 se puede observar el resultado de la optimización estadística de esta correlación. Los bajos valores alcanzados por el p-valor muestran que todos los parámetros estudiados muestran tener una influencia significativa sobre la longitud de transición. En lo que se refiere a los valores de los coeficientes relativos al coeficiente de densidades y al diámetro, aunque siguen las mismas tendencias vistas anteriormente, se separan de los valores teóricos establecidos previamente en base a las ecuaciones del modelo unidimensional. A priori esto nos indicaría que si bien este parámetro está relacionado con el proceso de atomización, las tendencias vistas anteriormente que mostraban la proporcionalidad de la longitud intacta respecto al diámetro equivalente no se cumplirían. En cualquier caso, la evaluación de las características internas del chorro y su relación con la longitud de transición serán evaluadas con mayor detalle en la sección 5.4 de la presente Tesis.

Tabla 5.3: Correlación para la longitud de transición.

Coeficiente	Valor estimado	Intervalo de confianza	p-valor
cte	1.51e-4	$\pm 1.65e-5$	1.13e-17
a	-0.27	± 0.048	1.25e-18
b	-1.7	± 0.55	5.74e-08
c	-0.32	± 0.108	2.87e-08

$$R^2 = 77.59\%$$

5.3.3. Oscilaciones del perfil

Como último paso en el estudio del chorro estacionario no cavitante en campo próximo se va a caracterizar las oscilaciones del perfil detectado en las imágenes obtenidas. Estas oscilaciones inciden de forma decisiva en el proceso de atomización del chorro, por lo que se pueden tomar como un parámetro que cuantifica directamente este proceso.

Como fue estudiado en el capítulo anterior para la tobera cilíndrica, las características de las oscilaciones del perfil no presentan grandes cambios con la densidad de descarga, salvo en los casos en que existe transición de régimen

cavitante a no cavitante. Por este motivo se ha decidido representar la magnitud de estas oscilaciones frente al número de Reynolds en lugar de frente a la densidad de descarga, como se ha hecho para las longitudes características. Esta información se refleja en la Figura 5.17.

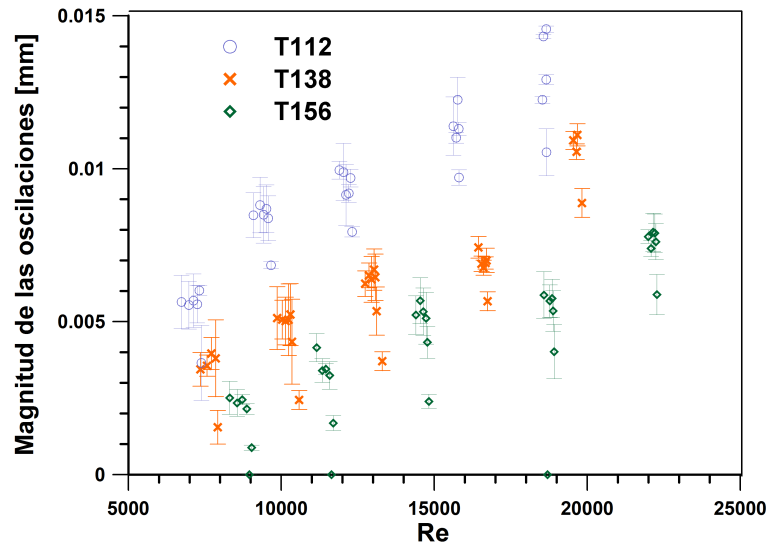


Figura 5.17: Magnitud de las oscilaciones frente al número de Reynolds.

Como se puede observar, la magnitud de las oscilaciones crece de forma aproximadamente proporcional al número de Reynolds para cada una de las toberas estudiadas. Además, se puede ver que este parámetro se escala perfectamente con el diámetro de salida de la tobera, de forma que a mayores diámetros las oscilaciones se vuelven menos importantes. Esto habla del efecto positivo de incluir toberas con diámetros pequeños a la hora de promover la atomización del chorro. Por último, prestando atención a los puntos representados se aprecia como para todas las toberas existe una serie de puntos cuya magnitud de las oscilaciones se encuentra por debajo del valor esperado para cada presión de inyección. Estos puntos corresponden a la presión de descarga de 0.5 MPa, y nos habla del efecto que tiene trabajar a bajas densidades en la cámara de descarga. En estas condiciones, la interacción aerodinámica entre el chorro y el ambiente se vuelve poco significativa, por lo que las oscilaciones generadas en el perfil a la salida del orificio descienden considerablemente. Por tanto, el proceso de atomización se vuelve menos eficiente a una densidad tan baja.

Como siguiente paso en el estudio de las oscilaciones del perfil buscamos una correlación experimental de la misma forma que la vista en la ecuación 5.3 para la longitud no perturbada. Los coeficientes obtenidos se muestran en la tabla 5.4.

Tabla 5.4: Correlación para la magnitud de las oscilaciones del perfil.

Coefficiente	Valor estimado	Intervalo de confianza	p-valor
cte	0.0011	$\pm 1.55e-4$	2.45e-13
a	0.1	± 0.046	3.83e-5
b	5.16	± 0.53	1.72e-32
c	1	± 0.104	5.16e-033

$$R^2 = 90.79\%$$

Del resultado del análisis estadístico se establece que todas las variables buscadas tienen una influencia significativa sobre la magnitud de las oscilaciones. En cualquier caso, se aprecia como los números de Reynolds y Ohnesorge (es decir, la velocidad de salida y el diámetro) son las que tienen una mayor influencia en este parámetro. Además, la tendencia con el Reynolds es prácticamente lineal. La relación de densidades tiene una influencia mucho menos importante que en los parámetros estudiados previamente, fundamentalmente debido a que en este caso el ángulo de apertura no tiene efecto alguno sobre el crecimiento de las oscilaciones, al contrario de lo que ocurría con las longitudes características del chorro.

De igual forma que se hizo para la longitud no perturbada, se va a construir un gráfico tridimensional de la evolución de la magnitud de las oscilaciones en función de los tres grupos adimensionales involucrados: cociente de densidades, número de Reynolds y número de Ohnesorge. Este gráfico se ha realizado en forma de isosuperficies para valores concretos de la magnitud de las oscilaciones, tal como se ve en la Figura 5.18.

Lo primero que llama la atención de este gráfico es que las isosuperficies se vuelven prácticamente verticales al aumentar el cociente de densidades. Esto implica que los procesos de interacción aerodinámica prácticamente dejan de ser significativos al pasar de un determinado umbral de densidad de descarga. Sin embargo, cuando estamos en condiciones de baja ρ_a la variación de la magnitud de las oscilaciones respecto a este parámetro es muy importante. Un resultado similar fue obtenido por Reitz y Bracco [22] a la hora de estudiar las fronteras existentes entre los distintos regímenes de atomización, que sólo dependían del cociente de densidades a valores bajos. En lo que se refiere

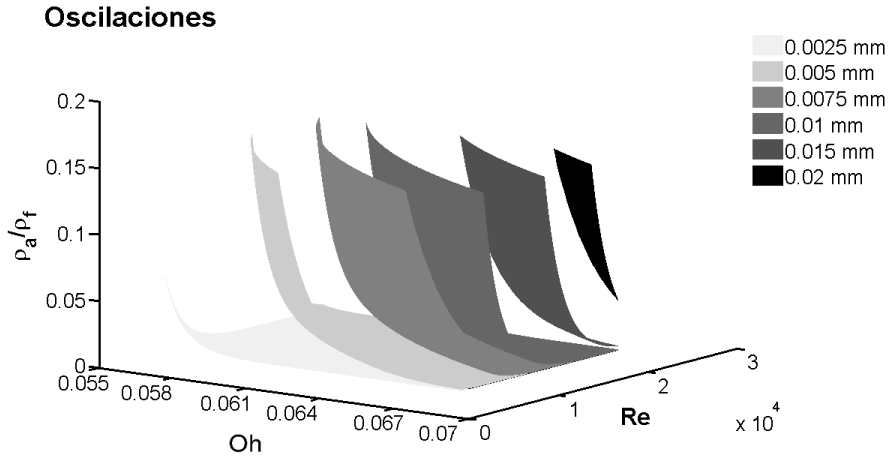


Figura 5.18: Gráfico de isosuperficies para la magnitud de las oscilaciones.

a los otros dos parámetros estudiados se aprecia que mayores Oh (menores diámetros) y mayores Re (mayores velocidades de salida) implican un aumento en la magnitud de las oscilaciones y, por tanto, un incremento de la eficiencia del proceso de atomización, tal y como era de esperar.

De forma análoga a lo que se ha hecho previamente en cuanto a la longitud no perturbada se van a introducir cortes de la gráfica tridimensional vista en la Figura 5.18 a varios niveles de la densidad en la cámara de descarga. De nuevo, se seleccionan los valores de 0.005, 0.05 y 0.15 en términos del cociente de densidades, correspondientes a 4.15 , 41.5 y 125 kg/m^3 en densidad del aire. Esta información se muestra en la Figura 5.19.

En este caso se puede ver que las líneas que marcan los límites de los distintos intervalos son en cualquier caso considerablemente más diagonales que las vistas previamente para la longitud no perturbada, lo que indica una mayor influencia del número de Ohnesorge sobre este parámetro. Además, se ve que en cualquier caso la influencia de la densidad es mucho menos importante, y en especial en cuanto al cambio entre 41.5 y 125 kg/m^3 , lo que confirma la tendencia vista previamente en el gráfico tridimensional, en el que las isosuperficies representadas se volvían prácticamente verticales a altos valores del cociente de densidades.

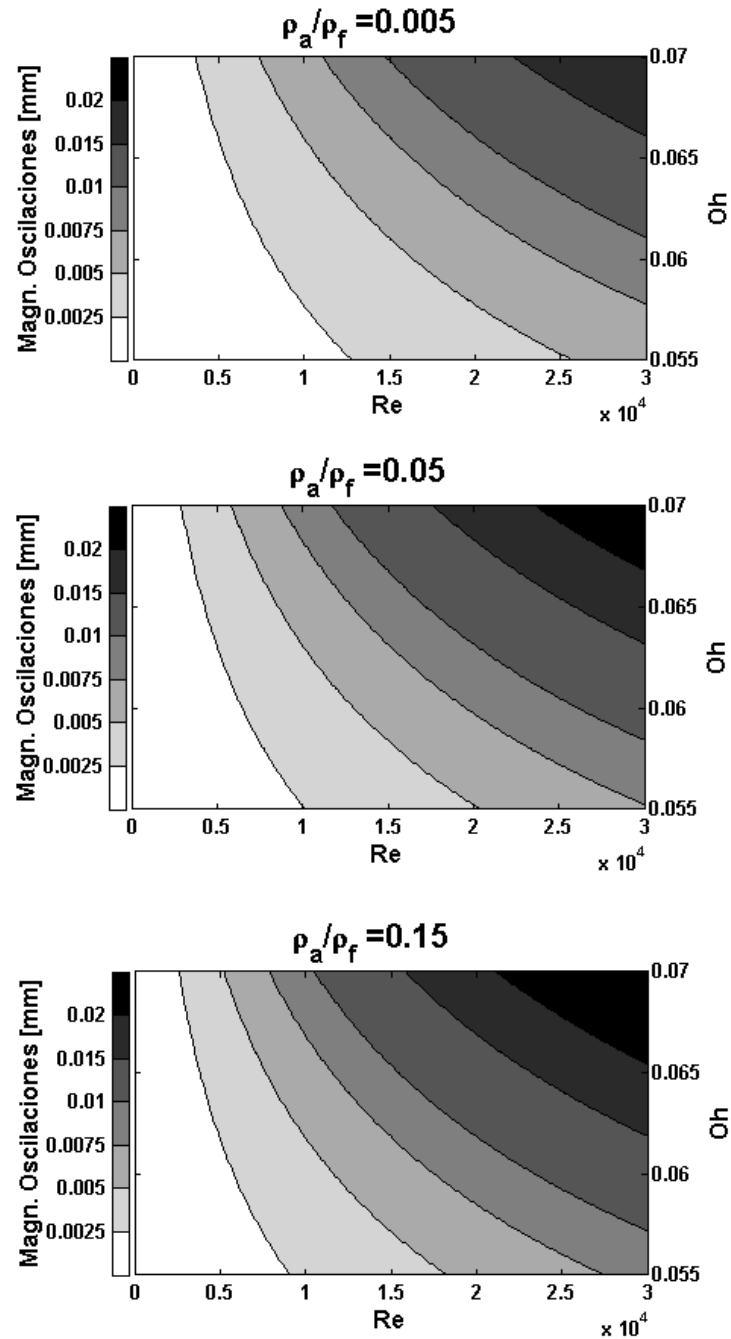


Figura 5.19: Contornos bidimensionales de la magnitud de las oscilaciones en función de Re y Oh para tres valores de densidad del aire.

5.4. Evaluación del proceso de mezcla mediante un modelo 1D

En la primera parte del capítulo se ha estudiado la estructura global del chorro diésel en condiciones no evaporativas y no reactivas a través de su visualización en campo próximo. Según este estudio se ha visto como el chorro muestra tres zonas bien diferenciadas en función de su apertura en el medio de descarga: una inicial en la que el chorro se muestra como una columna de líquido imperturbada, y donde todavía no se produce englobamiento de aire, una de transición en la que la apertura del chorro varía de forma no lineal con la posición axial, y una final en la cual se puede empezar a definir el ángulo de apertura del chorro. Además, se ha visto que la longitud inicial, L_p y la longitud de transición, L_t , están relacionadas con la eficiencia del proceso de atomización, si bien en principio no se puede decir que ninguna de ellas se corresponda exactamente con la longitud intacta o de rotura L_b . Un esquema de esta situación se muestra en la Figura 5.20.

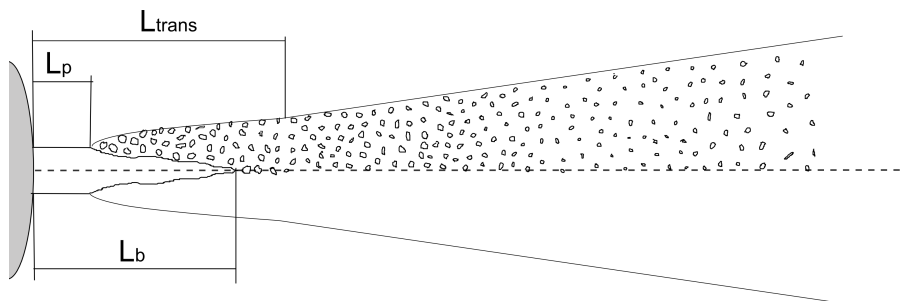


Figura 5.20: Esquema de la estructura de un chorro en campo próximo en base a los resultados obtenidos.

A continuación se va a tratar de evaluar las características internas del chorro utilizando un modelo de chorro unidimensional, previamente desarrollado por Desantes *et al.* [4]. Este modelo se basa en la analogía del chorro diésel con un chorro gaseoso, y evalúa la velocidad y concentración locales del mismo a partir de la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento. El objetivo de su utilización en la presente Tesis estriba en la cuantificación del efecto que tiene la evolución axial de la estructura del chorro previamente estudiada sobre el proceso de mezcla aire-combustible. En este sentido se van a llevar a cabo ejecuciones de este modelo bajo dos condiciones distintas: por un lado, la hipótesis habitual de ángulo de apertura constante, y por otro lado, una ley de variación del ángulo compatible con la estructura del chorro anteriormente descrita.

Como se verá posteriormente, el modelo a utilizar muestra una sensibilidad muy importante respecto al número de Schmidt a la hora de predecir el comportamiento de la evolución axial de la concentración en la zona cercana al orificio. De hecho, un análisis previo llevado a cabo por Desantes *et al.* [4] dio como resultado que la estimación del modelo sufría desviaciones de alrededor de un 10 % variando el número de Schmidt en rango entre 0.6 y 1.4. Por este motivo, y como paso previo al estudio propuesto para la presente Tesis, es preciso realizar una estimación del número de Schmidt en condiciones similares a las reproducidas experimentalmente, de forma que los resultados obtenidos sean lo más realistas posibles teniendo en cuenta las hipótesis en las que se basa el modelo.

Para llevar a cabo la estimación del número de Schmidt se va a utilizar una serie de datos experimentales de distribuciones de concentración en chorros de características similares a los analizados en la presente Tesis. Los perfiles de concentración han sido extraídos de algunos de los ensayos por absorción de rayos-x existentes en la bibliografía, realizados en condiciones de presión de inyección y densidad similares a algunas de las evaluadas en este capítulo. Esta técnica ha sido desarrollada por *Argonne National Laboratories* y es una de las pocas que permite obtener información fiable en los primeros milímetros del chorro, por lo que se presenta como la más adecuada para el fin que se persigue en este estudio. La capacidad de esta técnica para arrojar datos fiables en el campo próximo del chorro se debe al hecho de que la fuente utilizada como iluminación emite su radiación en una zona del espectro electromagnético en la que la reflexión de la luz o *scattering* sobre el combustible es poco importante. De esta forma, la mayor parte de la intensidad emitida por la fuente es capaz de atravesar por completo el chorro. En cambio, otro tipo de radiaciones electromagnéticas se ven rápidamente atenuadas como consecuencia del *scattering*, extinguiéndose en la frontera del chorro.

5.4.1. Modelado unidimensional del chorro diésel

Tal como se ha visto en el capítulo 2, el proceso de inyección diésel involucra diversos aspectos físicos complejos (cavitación, atomización, turbulencia, englobamiento de aire, etc.), cuya interacción resulta difícil de establecer. Por este motivo, el modelado del chorro diésel incluyendo los efectos parciales de los distintos fenómenos relacionados aún no está resuelto de forma plenamente satisfactoria, especialmente en el campo próximo. Sólo el modelado turbulento tipo DNS ha mostrado resultados comparables a los experimentales en esta zona.

Sin embargo, la utilización de modelos más simplificados permite estudiar aspectos internos del chorro una vez que el proceso de atomización ha tenido lugar. Este tipo de modelos se basan en la analogía del chorro diésel disperso con un chorro gaseoso. Esta analogía ha mostrado ser útil en estudios precedentes a la hora de analizar aspectos microscópicos del chorro como la velocidad o la concentración local [1, 4, 6, 19, 24].

La mayor parte de estos modelos utilizan funciones aproximan la distribución radial del parámetro a estudiar (velocidad o concentración), así como una expresión que modeliza la evolución axial del mismo. Tal como se introdujo en la sección 2.6.2, existen diversas aproximaciones en la literatura para los perfiles radiales de velocidad en el interior de un chorro, siendo los basados en funciones radiales los que han mostrado un mejor grado de aproximación a los valores experimentales existentes. En cuanto a modelos axiales, en la presente tesis se utilizará el propuesto por Desantes *et al.* [4], que ha mostrado adecuarse de forma correcta tanto a datos de velocidad, obtenidos mediante PDPA (*Phase Doppler Particle Analyzer*) [4, 18], como de concentración, medidos con una técnica basada en la absorción de rayos-x [6].

A continuación se muestran los aspectos más relevantes de este modelo.

Desarrollo del modelo.

El modelo propuesto por Desantes *et al.* [4] se basa en la conservación de la cantidad de movimiento del chorro a lo largo de su posición axial. Por lo tanto, integrando la cantidad de movimiento en una posición axial x ,

$$\dot{M}_o = \dot{M}(x) = \int_0^R 2\pi\rho(x, r)ru^2(x, r)dr \quad (5.8)$$

se llega a la siguiente expresión:

$$\dot{M}_o = \frac{\pi}{2\alpha}\rho_a \tan^2\left(\frac{\theta_u}{2}\right)x^2u_{eje}^2(x) \sum_{i=0}^{\infty} \frac{2/Sc}{2/Sc+i} \left(C_{eje}(x) \left(\frac{\rho_f - \rho_a}{\rho_f}\right)\right)^i \quad (5.9)$$

Para llegar a esta expresión es necesario adoptar las siguientes hipótesis:

- Se asume simetría cilíndrica en las características del chorro. La evolución radial de velocidad y concentración viene dada por perfiles gaussianos.

- El medio de descarga se encuentra en ausencia de movimiento, por lo que no existe deflexión del eje del chorro.
- La densidad del aire en la cámara de descarga es constante a lo largo de todo el proceso de inyección.
- La cantidad de movimiento y, por tanto, la velocidad de salida y la tasa de inyección, son constantes en el tiempo. Por tanto, el modelo sólo es válido para condiciones estacionarias.
- El deslizamiento entre las fases líquida y gaseosa es despreciable.

Uno de los aspectos más importantes del modelo utilizado es la influencia que tiene el número de Schmidt sobre las características del chorro. Tal como se ha comprobado previamente [4], esta influencia es especialmente importante en las posiciones cercanas al orificio de descarga, mientras que para posiciones superiores a unos 10 mm las diferencias entre los valores predichos para distintos números de Schmidt desaparecen. Es por ello que se hace necesario obtener información experimental en esta zona que permita evaluar el número de Schmidt de cara a poder realizar predicciones más fiables con el modelo propuesto.

5.4.2. Determinación del número de Schmidt

La ecuación 5.9 establece la relación entre la velocidad y la concentración en el eje de un chorro diésel basándose en la conservación de la cantidad de movimiento del mismo. Tal como se reflejó en la sección 5.4.1, este modelo está basado en la analogía con un chorro gaseoso, por lo que hay que tener en cuenta que algunas de sus hipótesis pueden no ser del todo adecuadas en las proximidades de la tobera.

Uno de los primeros problemas que se presenta a la hora de utilizar el modelo en cuestión se encuentra en la influencia del número de Schmidt, especialmente importante para posiciones axiales menores a aproximadamente 8 ó 10 diámetros [4]. Este parámetro cuantifica la relación entre la difusión másica y la de cantidad de movimiento, y permite relacionar los ángulos másico y de velocidad de un chorro. Sin embargo, a pesar de su importancia a la hora de analizar la dinámica de un chorro, resulta bastante difícil cuantificarlo en el caso de la inyección diésel, donde se tiene un combustible multicomponente en el que además los procesos de difusión están influenciados por aspectos tan complejos como el desarrollo de la turbulencia o la atomización. Prasad y Kar [19] trataron de obtener información acerca de este parámetro, obteniendo valores de entre 0.7 y 0.8. Sin embargo, sus estudios fueron realizados en

chorros a baja presión (hasta 20 MPa), viéndose que al incrementar la presión de inyección la tendencia era a reducir el valor de Sc . Por este motivo existen aún incertidumbres importantes acerca del valor real de este parámetro para chorros diésel a alta presión.

Para tratar de solventar este problema se acude a una serie de medidas de distribución másica en campo próximo llevadas a cabo por *Argonne National Laboratories*. Los datos tomados a tal efecto corresponden a trabajos publicados en la bibliografía [12, 13, 27]. Estos datos han sido reproducidos utilizando el modelo de la ecuación 5.9 bajo distintos valores del número de Schmidt, buscando aquél que mejor reproducía la distribución dada por los datos experimentales. A continuación se describirán brevemente los fundamentos de la técnica experimental, se llevará a cabo un pequeño análisis teórico que permitirá relacionar directamente la salida del modelo con los datos obtenidos experimentalmente y se presentarán los resultados derivados de la comparación entre ambos.

Técnica de absorción de rayos-x

La técnica desarrollada *Argonne National Laboratories* permite obtener información acerca de la distribución másica de combustible en el interior del chorro. Esta técnica se basa en incidir haces de rayos-x monocromáticos de pequeña sección a lo largo de una matriz de puntos distribuida en distintas posiciones del chorro (ver Figura 5.21). La ley de Beer-Lambert permite relacionar la caída en la intensidad del rayo-x con la concentración másica del mismo:

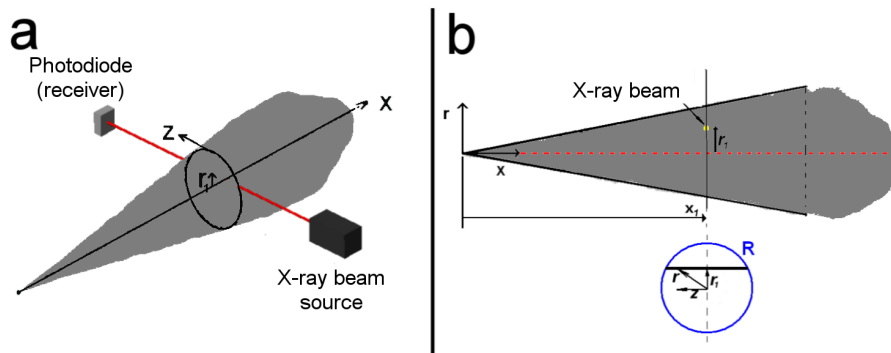


Figura 5.21: Esquema de la configuración óptica de la técnica de absorción de rayos-x.

$$\frac{I}{I_o} = \exp(-\mu_m M') \quad (5.10)$$

siendo I la intensidad del haz después de atravesar el chorro, I_o la intensidad del mismo haz a la salida de la fuente, μ_m el coeficiente de extinción del combustible a la longitud de onda de trabajo (en unidades de masa/área) y M' lo que se denomina como densidad del combustible por unidad de área a lo largo del camino óptico del haz. En particular, M' puede definirse a partir de la siguiente expresión:

$$M'(x) = \int \rho_L(x, r) dz \quad (5.11)$$

siendo z la dirección del rayo-x y ρ_L la densidad local del combustible, definida como $\rho_L(x, r) = \frac{m_f(x, r)}{V_f(x, r) + V_a(x, r)}$. Se utiliza esta definición de la densidad local porque se asume que la absortividad del aire presente en la cámara de descarga es despreciable.

La ventaja principal de esta técnica frente a otras técnicas ópticas que utilizan otras longitudes de onda es el bajo valor del coeficiente de extinción para el gasoil en la longitud de onda de los rayos-x. De esta forma es posible utilizar la técnica incluso en las zonas de mayor densidad (las más cercanas al orificio) y obtener una señal a la salida lo suficientemente fuerte como para que pueda ser detectada con un error relativamente bajo. Sin embargo, sí que presenta una pequeña desventaja, y es que no es posible obtener directamente la distribución másica del combustible en el chorro, sino una masa integrada a lo largo del camino óptico del haz. Por ello es necesario para el estudio actual un paso intermedio que permita relacionar directamente el resultado del modelo antes descrito con los datos experimentales disponibles.

Para llevar a cabo ese objetivo es necesario definir el parámetro M' , que dan como resultado los ensayos, en función de la concentración de combustible. Para ello se acude a la definición de la concentración o fracción volumétrica $C_{vo}(x, r)$:

$$C_{vo}(x, r) = \frac{V_f(x, r)}{V_a(x, r) + V_f(x, r)} \quad (5.12)$$

De esta forma, podemos escribir la densidad local de combustible en función de la concentración volumétrica como:

$$\rho_L(x, r) = \frac{m_f(x, r)}{V_a(x, r) + V_f} = \frac{m_f(x, r)C_{vo}(x, r)}{V_f(x, r)} = \rho_f C_{vo}(x, r) \quad (5.13)$$

Sin embargo, hay que tener en cuenta que para relacionar las medidas con el modelo presentado en la ecuación 5.9 es necesario trabajar en términos de concentración másica en lugar de volumétrica. En cualquier caso, una se puede escribir en función de la otra de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \frac{C(x, r)}{C_{vo}(x, r)} &= \frac{m_f(x, r)}{m_a(x, r) + m_f(x, r)} \frac{V_a(x, r) + V_f(x, r)}{V_f(x, r)} \\ &= \frac{m_f(x, r)}{m_a(x, r) + m_f(x, r)} \frac{m_a(x, r)/\rho_a + m_f(x, r)/\rho_f}{m_f(x, r)/\rho_f} \\ &= \rho_f \left(\frac{1}{\rho_a} \frac{m_a(x, r)}{m_a(x, r) + m_f(x, r)} + \frac{1}{\rho_f} \frac{m_f(x, r)}{m_a(x, r) + m_f(x, r)} \right) \\ &= \frac{\rho_f}{\rho_a} (1 - C(x, r)) + C(x, r) = \frac{\rho_f}{\rho_a} + C(x, r) \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_a} \right) \end{aligned} \quad (5.14)$$

Por lo tanto,

$$C_{vo}(x, r) = \frac{C(x, r)}{\frac{\rho_f}{\rho_a} + C(x, r) \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_a} \right)} \quad (5.15)$$

con lo que la densidad local de combustible se puede expresar como:

$$\rho_L(x, r) = \frac{\rho_f C(x, r)}{\frac{\rho_f}{\rho_a} + C(x, r) \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_a} \right)} \quad (5.16)$$

Según la ecuación 5.11 el parámetro M' se define como la integral de la densidad local de combustible a lo largo del camino óptico del haz de rayos-x. Por lo tanto, es necesario estimar la evolución de la concentración a lo largo de la dirección del eje z . Para ello se recurre a un perfil gaussiano, que como se estudió en la sección 2.6.2 permiten describir de forma adecuada la distribución

radial de la concentración y la velocidad de un chorro a partir de su valor en el eje. Introduciendo estos perfiles se puede llegar a la siguiente expresión:

$$M'(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\rho_f}{\left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_a}\right) + \left(\frac{1}{C_{eje}(x) \exp\left(-\alpha \frac{r^2}{R_m(x)^2}\right)}\right) \frac{\rho_f}{\rho_a}} dz \quad (5.17)$$

siendo $R_m(x)$ la posición radial a la que se alcanza el 1% del valor de concentración en el eje. El último paso consiste en escribir la posición radial r en términos de z . Para ello se propone el cambio de variables $r^2 = r_1^2 + z^2$, donde r_1 es la posición radial en la que incide el haz de rayos-x (Figura 5.21.a).

Esta expresión permite obtener los valores de concentración en el eje a partir del parámetro M' . Sin embargo, resulta obvio que esta ecuación no es resoluble analíticamente de forma directa. Por este motivo es necesario acudir a un proceso de optimización numérica para obtener los valores de $C_{eje}(x)$ que más se aproximan a los datos experimentales. Para ello simplemente se evalúa la expresión 5.17 para un rango suficientemente amplio de valores de la concentración en el eje en cada posición axial x . El valor obtenido se compara con el experimental a través de la siguiente expresión, que supone una estimación del error producido en la obtención de los valores de concentración axial:

$$\epsilon_{C_{eje}(x)} = \frac{\sqrt{\left[M'_{C_{eje}(x)}(x) - M'_{ex}(x)\right]^2}}{M'_{ex}(x)} \quad (5.18)$$

Análisis de datos experimentales

A continuación se va a aplicar el procedimiento visto anteriormente para una serie de datos experimentales procedentes de *Argonne National Laboratories*. En particular se van a utilizar los datos correspondientes a la evolución axial de M' de tres toberas distintas, ensayadas en diferentes condiciones de inyección. Los valores experimentales se encuentran presentes en las Figuras 5.22 y 5.23, mientras que la información correspondiente a las condiciones de ensayo se detalla en la tabla 5.5. En todos los casos se utiliza como combustible gasoil dopado con cerio, dando un combustible con una densidad de 890 kg/m^3 y una viscosidad de $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ a 40°C .

Además de la información de la evolución axial, que servirá para estimar el número de Schmidt, en los citados artículos se muestra también información

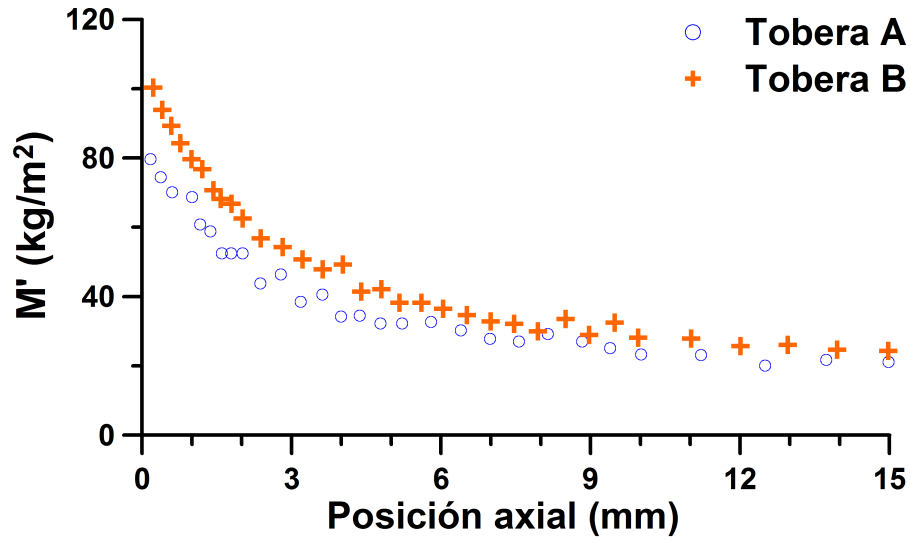


Figura 5.22: Datos experimentales procedentes de la técnica de absorción de rayos-x para las toberas A y B. Valores de M' medidos en el eje del chorro

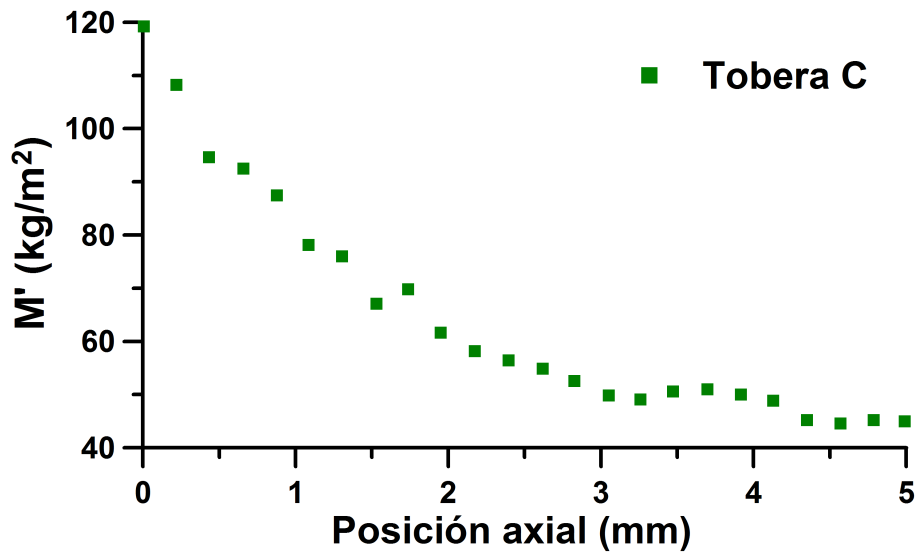


Figura 5.23: Datos experimentales procedentes de la técnica de absorción de rayos-x para la tobera C. Valores de M' medidos en el eje del chorro

Tabla 5.5: Condiciones experimentales para los ensayos de rayos-x.

Tobera	A	B	C
D_o [mm]	0.130	0.130	0.145
k -factor	1.5	1.5	1.5
Nº orificios	3	5	3
p_i [MPa]	80	80	80
p_b [MPa]	1.85	1.85	1.9
Referencia	Leick <i>et al.</i> [12]	Leick <i>et al.</i> [12]	Leick <i>et al.</i> [13]

acerca de la distribución radial del parámetro M' . Esta información permite obtener el valor del ángulo siguiendo el siguiente procedimiento:

- Se toma un perfil radial del parámetro M' en una posición axial x determinada.
- Utilizando la expresión 5.17 se calculan perfiles radiales de M' para una serie de valores de ángulo y concentración en el eje. En particular, para el estudio desarrollado en la presente Tesis se han barrido ángulos entre 5 y 35°, y de valores de concentración en el eje entre 0.5 y 1, para un total de más de 50000 combinaciones.
- El resultado de cada una de estas combinaciones se compara con los perfiles experimentales, calculándose el error producido en la estimación como:

$$MSD = \sqrt{\frac{\sum_{r_1=0}^R (M'_{pre}(r_1) - M'_{ex}(r_1))^2}{n_r}} \quad (5.19)$$

siendo n_r el número de posiciones radiales en las que se dispone de un valor de M' experimental. De esta forma, la combinación de ángulo y concentración que minimice el error será considerada como la que mejor reproduce los datos experimentales. Siguiendo este procedimiento se han alcanzado valores para el ángulo de apertura de 18.25, 16.25 y 20.25° para las toberas A, B y C, respectivamente. En la Figura 5.24 se puede ver una evolución del error cometido en la estimación respecto al ángulo de apertura y la concentración en el eje para la tobera C. En esta figura se puede apreciar como se alcanza un mínimo global de este error para el valor de ángulo antes citado, lo que nos indica que la solución alcanzada es la que mejor reproduce los datos experimentales estudiados de todas las combinaciones propuestas. Una evolución similar ha sido encontrada para las toberas A y B.

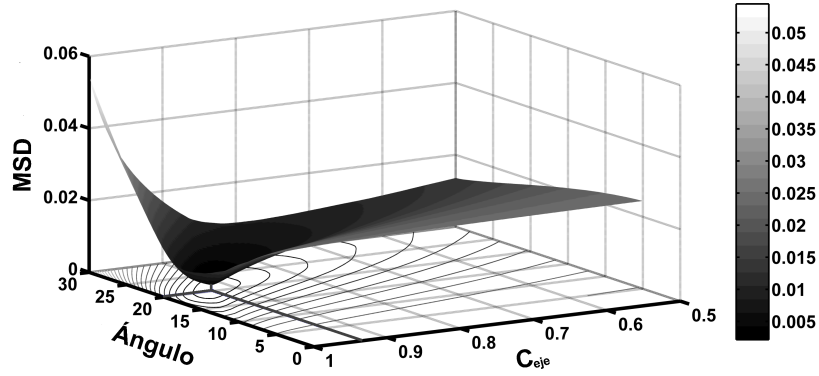


Figura 5.24: Optimización del error en la estimación del ángulo de apertura para la tobera C.

Una vez estimado el ángulo de apertura, el último paso consiste en analizar los datos existentes respecto a la evolución axial de M' . La ecuación 5.17 nos sirve para obtener los valores de concentración en el eje que mejor se aproximan a los datos experimentales. Así mismo, el modelo desarrollado en la ecuación 5.9 nos permite obtener valores para esta concentración en función del número de Schmidt. Sin embargo, hay que tener en cuenta dos consideraciones:

- El modelo está escrito en base al valor del ángulo de velocidad θ_u . Sin embargo, la información disponible en este caso está en forma de ángulo másico θ . En cualquier caso, el número de Schmidt relaciona ambos ángulos a través de la siguiente expresión:

$$\tan\left(\frac{\theta_u}{2}\right) = \sqrt{Sc} \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (5.20)$$

- El modelo incluye así mismo el valor de velocidad en el eje. Según estudios anteriores [3, 15], para el campo cercano la evolución axial de velocidad y concentración están relacionadas de la siguiente manera:

$$\frac{u_{eje}(x)}{u_{ef}} = C_{eje}(x)^{Sc} \quad (5.21)$$

Por lo tanto, se puede llegar a la siguiente expresión para el cálculo de la concentración axial en función de x :

$$1 = \frac{\pi}{2\alpha} \frac{\rho_a}{\rho_f} \frac{1}{A_{ef}} Sc \tan^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) x^2 (C_{eje}(x))^{2Sc} \sum_{i=0}^N \frac{1}{1 + i \frac{Sc}{2}} \left[C_{eje}(x) \frac{\rho_f - \rho_a}{\rho_f} \right]^i \quad (5.22)$$

Sin embargo, en las publicaciones en las que se presentan los datos experimentales utilizados para el presente estudio no aparece información respecto al área efectiva de salida de las toberas utilizadas. Por este motivo, y en base a resultados previos para toberas y condiciones de inyección similares, se ha supuesto un valor del coeficiente de área de 0.98, obteniéndose el área efectiva como $A_{ef} = 0.98^{0.5} * A_o$.

Las Figuras 5.25, 5.26 y 5.27 muestran la información correspondiente a los valores de concentración en el eje obtenidos a partir de los datos experimentales de M' , así como el resultado del modelo unidimensional para distintos valores del número de Schmidt. Según el grado de correspondencia entre el modelo y los datos experimentales podemos distinguir dos zonas. En la zona final o desarrollada, que abarca a partir de unos 25 ó 30 diámetros (3.5 ó 4 mm), se observa que la concentración en el eje se aproxima bastante al comportamiento dado por el modelo para un número de Schmidt de aproximadamente 0.5 para todas las toberas estudiadas. Sin embargo, hasta alcanzar ese punto (en una zona que incluye la longitud intacta y sus proximidades), el comportamiento de la concentración axial no se corresponde con ninguna de las curvas obtenidas por el modelo para los distintos valores del número de Schmidt estudiados.

Por lo tanto, del análisis de los datos de concentración másica existentes podemos concluir que el número de Schmidt que reproduce de forma más fidedigna el comportamiento global de un chorro diésel es de aproximadamente 0.5. Este valor es más pequeño que el visto anteriormente por Prasad y Kar [19], que estaba entre 0.7 y 0.8. Sin embargo, hay que tener en cuenta que los ensayos que condujeron a estos valores fueron realizados con presiones de inyección mucho más bajas (entre 10 y 20 MPa). Además, ya en este rango de presiones Prasad y Kar vieron como el número de Schmidt tendía a bajar al incrementar la presión de inyección. Por tanto, no resulta descabellado asumir que en presiones de inyección mucho más elevadas como las presentes actualmente en la inyección diésel el número de Schmidt pueda ser más pequeño, como el obtenido en el presente análisis.

En lo que se refiere a la divergencia entre el comportamiento del modelo y los datos experimentales hasta llegar a la zona desarrollada hay diversos

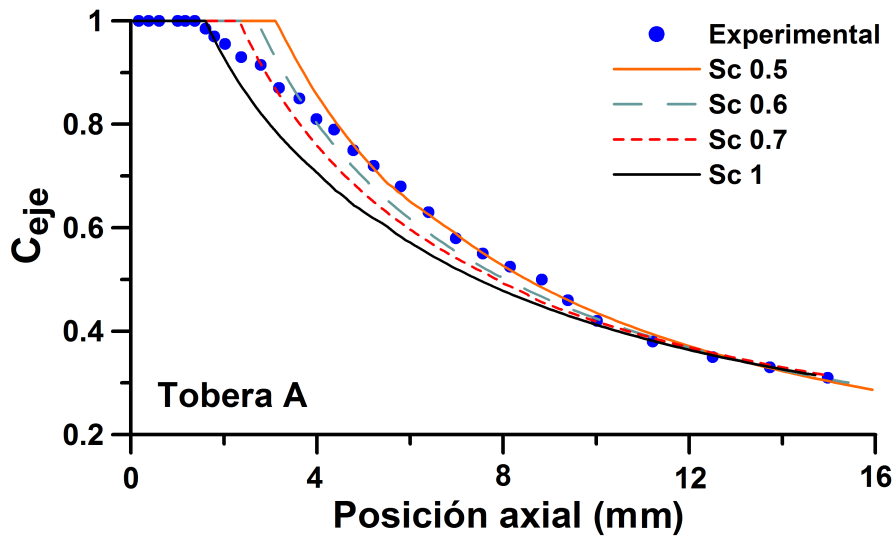


Figura 5.25: Valores experimentales y predichos por el modelo de la concentración en el eje. Tobera A.

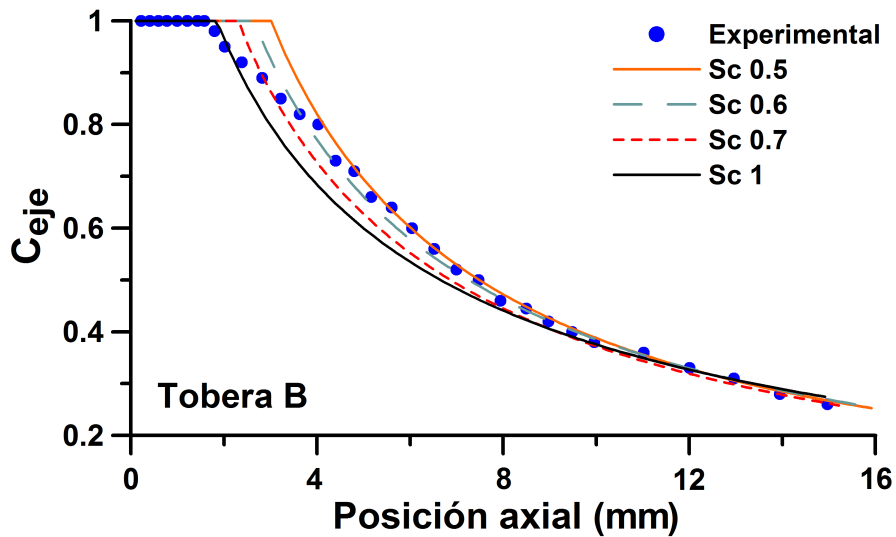


Figura 5.26: Valores experimentales y predichos por el modelo de la concentración en el eje. Tobera B.

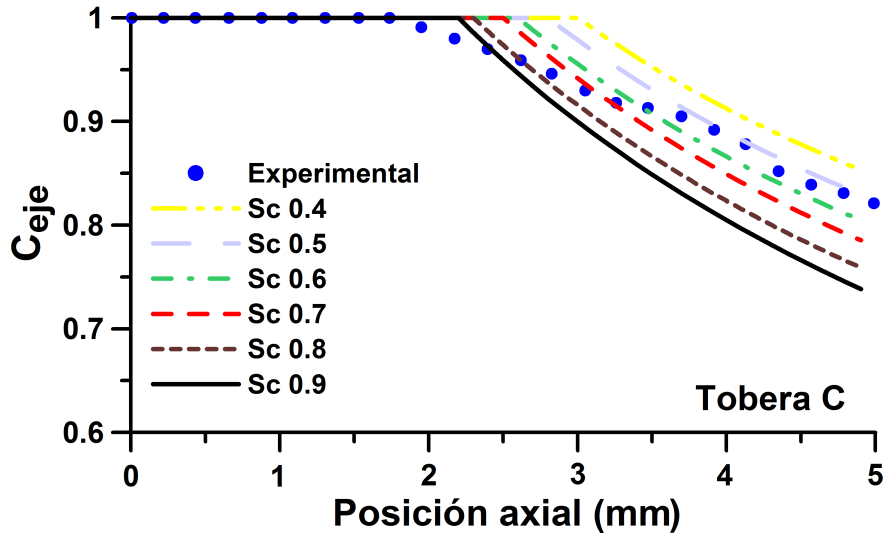


Figura 5.27: Valores experimentales y predichos por el modelo de la concentración en el eje. Tobera C.

aspectos que deben tenerse en cuenta. En primer lugar, los resultados han sido realizados con un único número de Schmidt para cualquier posición axial. Sin embargo, es posible que el propio desarrollo de la atomización cambie el proceso de difusión másica del combustible en el aire, lo que implicaría un número de Schmidt variable en esta primera zona. Por otra parte, también el ángulo ha sido considerado constante para este estudio. Sin embargo, tal como hemos visto en la presente Tesis, la apertura del chorro tiene un comportamiento variable en sus primeros milímetros. De hecho, si comparamos la posición en la que la concentración axial empieza a comportarse según los resultados del modelo para un $Sc = 0.5$ con la longitud de transición caracterizada en los estudios anteriores, vemos que ambas tienen el mismo orden de magnitud, lo que parece indicar que existe una relación entre ambos comportamientos. Por último, no debe olvidarse que el modelo unidimensional propuesto por Desantes *et al.* [4] está basado en la analogía con un chorro gaseoso, lo cual implica una serie de hipótesis que pueden dejar de ser ciertas cuanto más nos acercamos al orificio de salida.

5.4.3. Estudio de la mezcla aire-combustible

Según lo visto hasta ahora, el modelo unidimensional que hemos presentado y utilizado en la presente Tesis utiliza la hipótesis de ángulo de apertura

constante para calcular las características internas del chorro. Sin embargo, lo que se desprende de los resultados de la visualización del chorro en campo cercano es que el ángulo en los primeros milímetros del chorro muestra un comportamiento claramente cambiante en función de su posición axial. De hecho, se ha comprobado que no se alcanza el valor de ángulo estacionario hasta pasados unos milímetros.

Por este motivo en la presente sección se va a estudiar la influencia que tiene la variación axial del radio del chorro sobre la estimación de la mezcla dada por el modelo. Para ello, sustituiremos el valor del radio del chorro ($r = x \tan(\theta/2)$) en la ecuación 5.9 por el valor del radio obtenido directamente del procesado de las imágenes, con lo que tendremos en cuenta la evolución axial del ángulo vista experimentalmente. De esta forma se podrá obtener la evolución axial tanto de la concentración como de la velocidad, que podrán ser comparadas con las obtenidas a partir de la hipótesis de ángulo constante. En ambos casos, el número de Schmidt será considerado como 0.5, que es el valor obtenido del análisis anterior. Además, el estudio se circunscribirá a las condiciones de presión de inyección y descarga más cercanas a las utilizadas para el estudio anterior, ya que puede existir una pequeña influencia del número de Schmidt con estos parámetros (en particular, Prasad y Kar [19] vieron que existía una cierta tendencia con la presión de inyección). En particular, las condiciones en las que se realizará el estudio son de $p_i = 80$ MPa y $p_b = 1.5$ MPa.

La Figura 5.28 muestra la evolución de la concentración en el eje bajo las dos hipótesis antes expuestas: ángulo constante (línea continua) y ángulo variable (puntos) para las tres toberas ensayadas a lo largo de este capítulo. Además, en todos los casos se adjunta una línea vertical que indica la longitud en la que se alcanza el valor estacionario del ángulo (longitud de transición L_t), previamente caracterizada. Como podemos ver en los tres casos, esta longitud de transición se encuentra cercana a la longitud intacta predicha por el modelo bajo la hipótesis de ángulo variable, si bien es cierto que en todos los casos la longitud de transición estimada es ligeramente superior. En cualquier caso, la cercanía de ambos valores es un indicio suficiente como para pensar que puede existir una relación directa entre el final de la zona intacta en el chorro y el cambio en la tendencia del ángulo.

En lo que se refiere a la comparación entre ambas hipótesis, hay varios aspectos a tener en cuenta. En primer lugar, la estimación de la longitud intacta es sensiblemente menor en el caso de ángulo variable. Esto se debe a la forma que tiene el chorro una vez superada la longitud no perturbada, ensanchándose considerablemente (ver Figura 4.19). Además, cabe añadir que en la hipótesis de ángulo constante se parte de un origen puntual, no teniéndose en cuenta

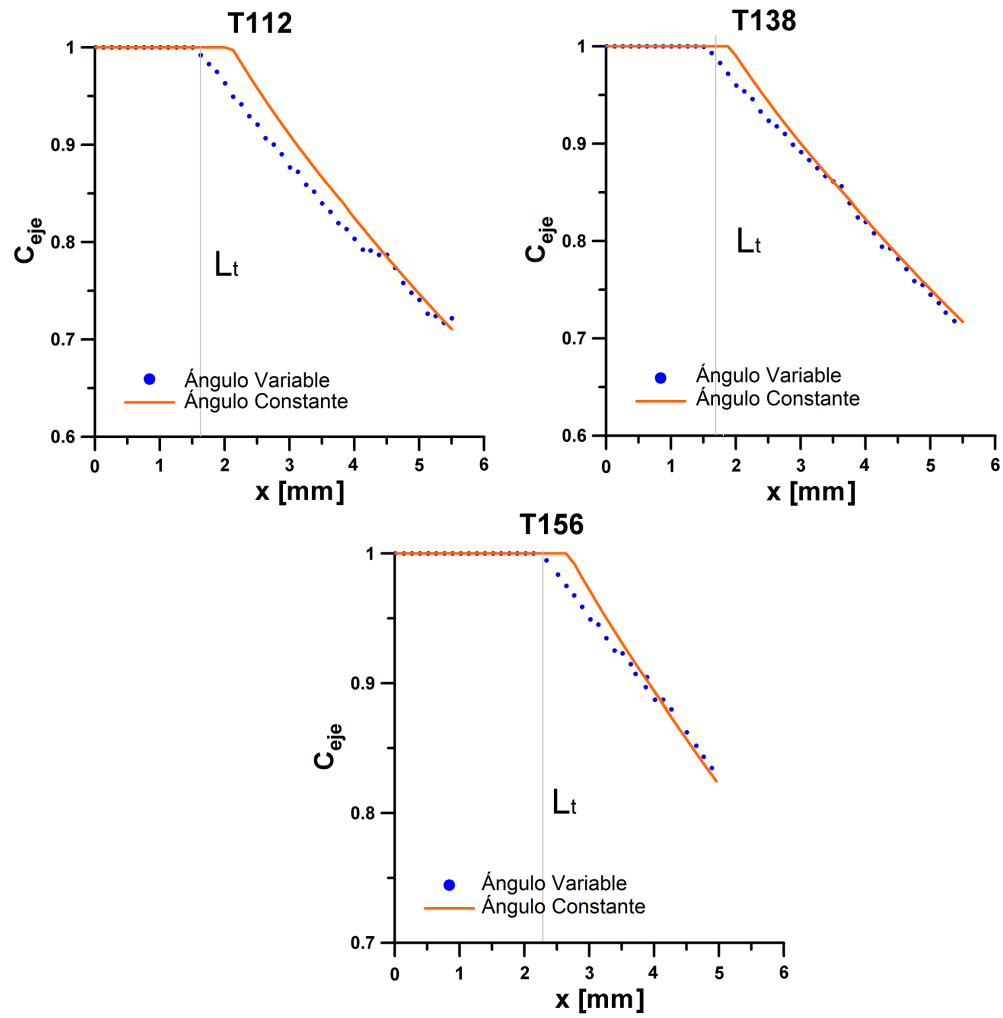


Figura 5.28: Evolución de la concentración en el eje predicha por el modelo unidimensional para las toberas ensayadas.

que a la salida de la tobera el chorro tiene una anchura igual al diámetro de la misma. Sin embargo, este fenómeno sí se ha tenido en cuenta en la hipótesis de ángulo variable, ya que se ha considerado la anchura del chorro obtenida del procesado de las imágenes.

Además de esta diferencia en la longitud intacta, también el aspecto general de la curva cambia. Se puede apreciar como ambas curvas no se igualan hasta pasada una cierta distancia, del orden de unos 3–4 mm. Hasta entonces, se puede ver como la hipótesis de ángulo constante sobreestima el valor de la concentración en el eje respecto a la hipótesis de ángulo variable. Esta diferencia es similar a la vista previamente entre los datos experimentales procedentes de la técnica de absorción de rayos-x y el resultado del modelo con $Sc = 0.5$ (Figuras 5.25, 5.26 y 5.27). Esto parece indicar que las diferencias vistas en estas gráficas podrían deberse, al menos en parte, al hecho de haber asumido un ángulo de apertura constante en el análisis anterior. En cualquier caso, se puede ver que para las posiciones más avanzadas ambas curvas son prácticamente coincidentes, por lo que las conclusiones acerca del valor del número de Schmidt siguen siendo válidas.

5.5. Estudio del chorro en condiciones transitorias

Para finalizar el estudio del comportamiento del chorro diésel en campo próximo se ha llevado a cabo la visualización del mismo en condiciones transitorias. En particular, se han utilizado la técnica ya descrita para obtener imágenes de la formación del chorro durante el proceso de apertura del inyector, mientras la aguja se está levantando. Al contrario de lo que ocurría en los estudios hechos hasta ahora, en los que las imágenes se tomaban en un instante determinado de la inyección, en este caso se busca ir desplazando el momento de la adquisición de las mismas de forma que se pueda ver la evolución del chorro a lo largo del tiempo. Esto nos servirá, por un lado, para analizar de forma cualitativa los cambios producidos en la estructura del chorro durante las primeras etapas del proceso de inyección y, por otro lado, para determinar la ley de penetración de las toberas estudiadas en la zona cercana al orificio. De cara a analizar de forma exhaustiva la estructura del chorro en la zona cercana se utilizarán las dos resoluciones de imágenes vistas a lo largo de la Tesis, permitiendo la obtención de imágenes con un tamaño de ventana de aproximadamente 1.5 mm y 5.5 mm. En lo que se refiere al estudio de la penetración del frente del chorro, éste se ha realizado con la resolución más baja de las empleadas en el estudio anterior.

5.5.1. Análisis cualitativo de las imágenes obtenidas

Como primer paso en el estudio del chorro en transitorio se va a realizar un análisis cualitativo de las imágenes obtenidas, tratando de ver cómo evoluciona su estructura a lo largo de las primeras etapas del proceso de inyección. Para ello se utilizarán las dos configuraciones ópticas vistas hasta el momento: la de mayor nivel de aproximación permitirá estudiar con mayor detalle las primeras estructuras formadas en el chorro, mientras que la configuración de 5.5 mm de ventana de visualización permite dar una idea más clara de cómo se forma el chorro hasta llegar a su forma tradicional.

La Figura 5.29 muestra el aspecto del chorro en el comienzo de la inyección a una distancia de aproximadamente 1.5 mm de la salida de la tobera. Las condiciones de inyección son de 1 MPa de presión en la descarga y 30 MPa y 80 MPa de presión de inyección para las imágenes de la izquierda y la derecha, respectivamente. Como se puede apreciar, a una distancia de entre 1 y 2 diámetros se forman los primeros ligamentos e, incluso, las primeras gotas, que muestran una distribución de tamaños muy heterogénea. Estas distancias son considerablemente menores que la longitud no perturbada calculada para el chorro en las mismas condiciones de presión. En cualquier caso, es importante tener en cuenta que la propia inestabilidad del flujo en estas condiciones de levantamiento de sólo unos pocos micrómetros puede favorecer la propia atomización del chorro.

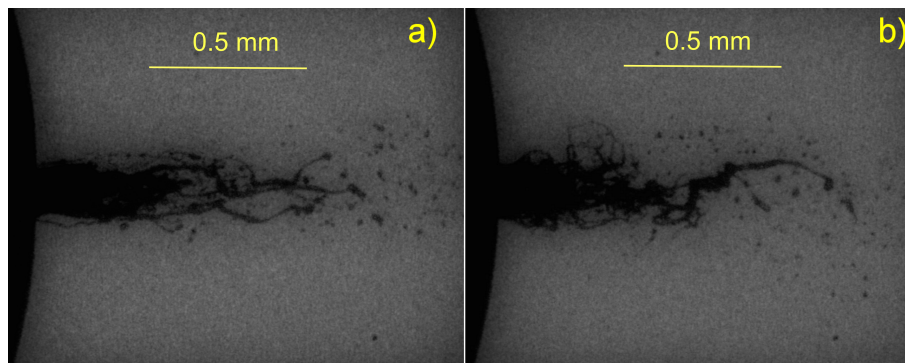


Figura 5.29: Visualización del chorro en condiciones transitorias con una ventana de 1.5 mm. Izquierda- $p_i = 30$ MPa, $p_b = 1$ MPa, derecha- $p_i = 80$ MPa, $p_b = 1$ MPa.

En el caso de presiones de descarga más altas el aspecto del chorro sufre un cambio significativo. En el frente del chorro la alta densidad hace que se genere una estructura en forma de champiñón, debida a la interacción aerodinámica

del chorro y el ambiente (ver Figura 5.30). Además, se produce en torno al frente del chorro un fenómeno de acumulación de masa, debido al hecho de que el frente avanza en un ambiente en reposo, mientras que el resto del combustible que va formando el chorro es inyectado contra un fluido que ya está en movimiento, de forma que la velocidad del frente del chorro es siempre más pequeña que la velocidad axial del mismo en posiciones más atrasadas. Este tipo de estructura había sido encontrada y analizada previamente por diversos autores [7, 8].

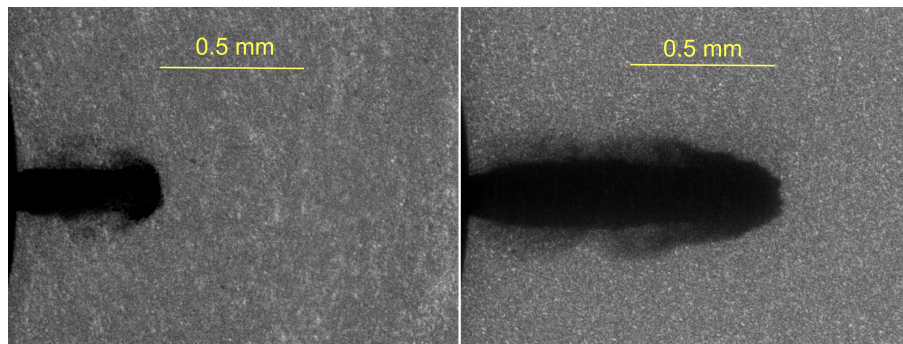


Figura 5.30: Visualización del chorro en condiciones transitorias con una ventana de 1.5 mm. Izquierda- $p_i = 50$ MPa, $p_b = 1$ MPa, derecha- $p_i = 130$ MPa, $p_b = 4.5$ MPa.

Las imágenes tomadas con una mayor longitud de ventana permiten estudiar la evolución de la estructura del chorro a lo largo del tiempo. Cuando la contrapresión es baja la estructura en forma de champiñón en el frente del chorro también se acaba formando, aunque a una mayor distancia del orificio de salida (ver Figura 5.31). Al avanzar el chorro, esta estructura se va rompiendo y dando paso al aspecto habitual del chorro visto en otros estudios. Cuando la contrapresión aumenta mejoran los procesos de atomización y englobamiento de aire, de forma que la estructura del chorro alcanza estas condiciones mucho más rápidamente (Figura 5.32).

5.5.2. Estudio de la penetración del frente del chorro

Como última parte del estudio del chorro transitorio en campo próximo vamos a analizar la penetración del mismo a lo largo del tiempo. En este sentido, se buscará una correlación que relacione el valor de la penetración con las condiciones operativas y la geometría de la tobera. De tal forma, se compararán los coeficientes obtenidos para los distintos parámetros estudiados



Figura 5.31: Visualización del chorro en condiciones transitorias con una ventana de 5.5 mm para $p_i = 50$ MPa y $p_b = 1.5$ MPa.

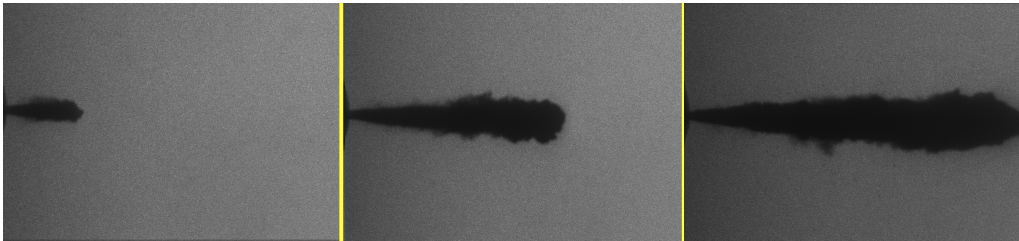


Figura 5.32: Visualización del chorro en condiciones transitorias con una ventana de 5.5 mm para $p_i = 130$ MPa y $p_b = 5$ MPa.

con los obtenidos en estudios precedentes a mayor penetración. Para este fin se utilizarán las tres toberas estudiadas previamente y un plan de ensayos consistente en 5 presiones de inyección (30, 50, 80, 130 y 180 MPa) y 4 presiones de descarga (1.5, 2.5, 3.5 y 5 MPa).

La Figura 5.33 muestra la evolución de la penetración del chorro dado por la tobera T112 para una presión de inyección de 80 MPa y tres contrapresiones (1.5, 3.5 y 5 MPa). Tal como se puede apreciar, la evolución de la penetración es fundamentalmente lineal con el tiempo, con una pendiente más importante cuanto menor es la densidad de la cámara de descarga. Sin embargo, también es apreciable que aproximadamente los primeros 0.3 – 0.4 mm muestran un comportamiento ligeramente distinto, con una velocidad del frente inferior a la vista en posiciones más avanzadas. Esta diferencia es más apreciable en la contrapresión más alta, y probablemente se deba al efecto de contrapresión sobre la dinámica de la aguja, que puede ser muy importante al tratarse de levantamientos tan pequeños. Cuando la presión de inyección y, por tanto, la dinámica de la aguja es más rápida, este cambio de tendencia en la penetración no se aprecia (Figura 5.34).

El estudio estadístico de los resultados obtenidos permite obtener una correlación que exprese la penetración en campo próximo en función de los pa-

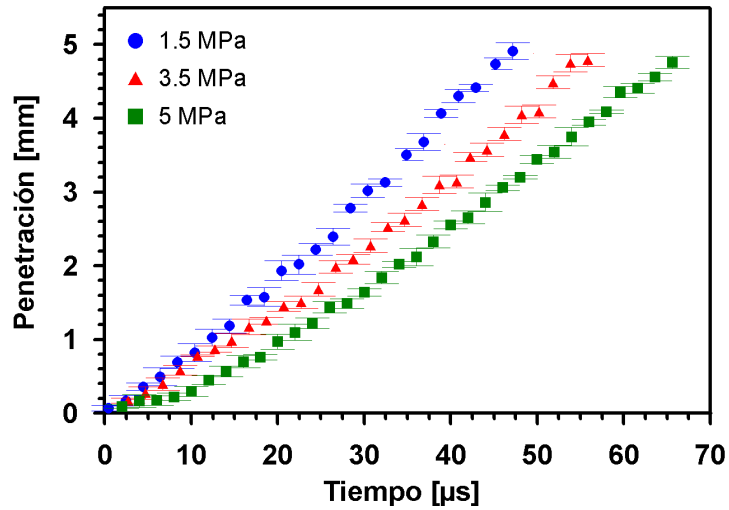


Figura 5.33: Evolución temporal de la penetración para distintas contrapresiones para $p_i = 80$ MPa.

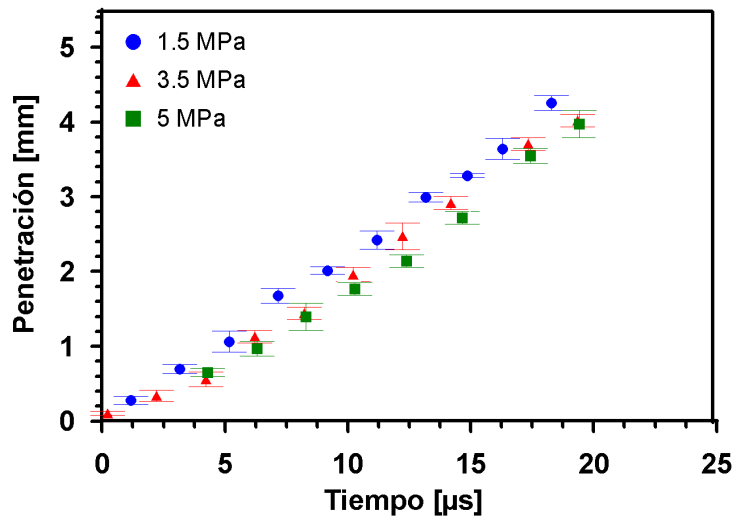


Figura 5.34: Evolución temporal de la penetración para distintas contrapresiones para $p_i = 180$ MPa.

rámetros que inciden de forma más importante en la formación del chorro. En base a estudios experimentales previos [5, 16, 17], se propone una correlación de la forma:

$$S(m) = cte D_{ef}^a \rho_a^b \Delta p^{ctd} \quad (5.23)$$

dándose todos los parámetros en unidades del sistema internacional. El resultado del ajuste estadístico de los datos obtenidos se muestra en la tabla 5.6.

Tabla 5.6: Correlación para la penetración del chorro en campo próximo.

Coficiente	Valor estimado	Intervalo de confianza
cte	$3.53e - 4$	$[1.28e - 4, 5.79e - 4]$
a	0.515	[0.435, 0.595]
b	-0.237	[-0.263, -0.211]
c	0.991	[0.95, 1.03]
d	1	[0.968, 1.032]

$R^2 = 90.37\%$

Todos los parámetros muestran una influencia estadísticamente significativa sobre el valor de la penetración. Según lo visto en la sección 2.6.1, los coeficientes correspondientes al diámetro de salida y a la densidad se ajustan bastante bien a los valores teóricos vistos para el chorro desarrollado (0.5 y -0.25, respectivamente). Así mismo, la tendencia lineal con el tiempo ya advertida en algunos estudios precedentes [9, 16, 17] se confirma. En lo que se refiere al exponente de la diferencia de presiones, este valor es sensiblemente mayor tanto al valor teórico (0.25) como al visto por Payri *et al.* [17] en relación al chorro cercano (0.51). Sin embargo, hay que tener en cuenta ciertas diferencias entre la correlación propuesta por Payri *et al.* y la desarrollada en la presente Tesis. En primer lugar, el campo de visualización del presente estudio es sensiblemente inferior (6 vs. 15 mm). Esto hace que los resultados actuales puedan verse más afectados por la dinámica de la aguja, al producirse a levantamientos más pequeños. Habiéndose realizado el estudio con un inyector de tipo solenoide, la diferencia de presiones tiene una influencia importante en la dinámica de la aguja, lo que podría justificar por tanto que el exponente correspondiente a Δp sea mayor. Por otra parte, la tobera utilizada en el estudio de Payri *et al.* era multiorificio, lo que supone que la estructura del flujo interno sea sensiblemente distinta a la existente en las toberas mono-orificio utilizadas en la presente Tesis, lo que podría justificar las diferencias vistas en el exponente de Δp .

La Figura 5.35 muestra la comparación entre los valores experimentales de la penetración y los obtenidos a partir de la correlación para una presión de inyección de 130 MPa y dos contrapresiones (1.5 y 3.5 MPa). Como se puede apreciar, el ajuste dado por la correlación es bastante satisfactorio, lo cual junto al alto valor del estadístico R^2 nos indica que los valores de los exponentes obtenidos reproducen de manera adecuada los experimentos realizados.

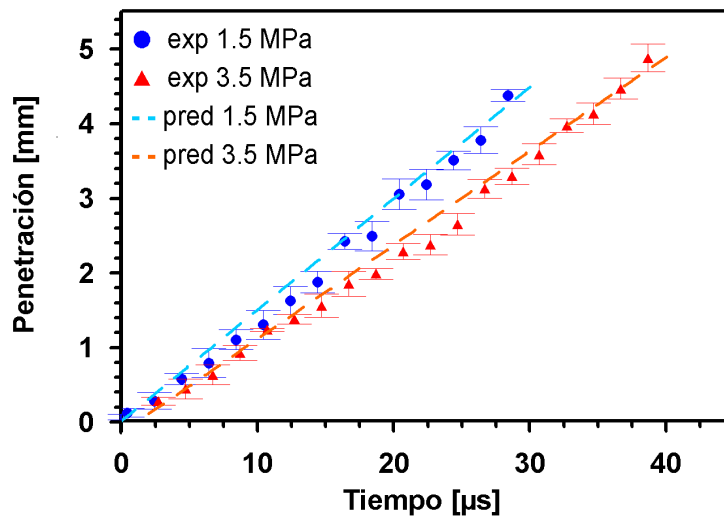


Figura 5.35: Comparación de valores experimentales y predichos por la correlación para $p_i = 130$ MPa.

5.6. Conclusiones

En el presente capítulo se han utilizado tres toberas mono-orificio cónicas para estudiar la influencia del diámetro de salida y las condiciones de inyección sobre el proceso de atomización primaria. Con este fin se han realizado 3 tipos de ensayos bien diferenciados: caracterización hidráulica, visualización del chorro en condiciones estacionarias y visualización del chorro en régimen transitorio.

La caracterización hidráulica de las toberas ha permitido obtener los valores de los coeficientes de área y velocidad para las distintas condiciones de inyección ensayadas. Estos valores dan información acerca del grado de turbulencia del flujo, y servirán para analizar los resultados procedentes de la visualización del chorro debido a la influencia que tiene la turbulencia sobre el proceso de atomización.

En lo que se refiere a la visualización del chorro en estacionario se han definido diversos parámetros a partir de las imágenes obtenidas. El más importante de ellos es el ángulo de apertura que, al igual que ocurría en el capítulo anterior, presenta una evolución variable a lo largo de la posición axial hasta alcanzar el valor estacionario del mismo. De los valores existentes para el ángulo estacionario se ha obtenido una correlación en función del cociente de densidades y el número de Reynolds, definido en función de la velocidad y el diámetro efectivos. La correlación muestra un buen ajuste con los datos experimentales, indicando que estos tres parámetros tienden a hacer aumentar el ángulo, si bien la influencia del diámetro es menos significativa.

Respecto a la longitud de la zona no perturbada se puede apreciar que existe una tendencia clara con los parámetros adimensionales que, como se vio en el apartado 2.5, definen el proceso de atomización (Re , Oh y relación de densidades). Además, al estudiar las interacciones entre los distintos parámetros, se puede ver como la influencia de la relación de densidades es sensiblemente más importante a valores bajos. La longitud de transición muestra tendencias similares, si bien los cambios en su valor son menos significativos al cambiar las condiciones de inyección.

En lo que se refiere a las oscilaciones mostradas por el perfil del chorro estacionario, se aprecia como su magnitud crece al aumentar la velocidad del flujo y disminuir el diámetro de salida de la tobera. Además, se aprecia que a bajas densidades los valores obtenidos son muy pequeños, lo que supone un resultado coherente con el visto anteriormente para la longitud no perturbada (la atomización depende mucho del cociente de densidades cuando la densidad de la cámara de descarga es baja). De hecho, este parámetro se muestra prácticamente independiente con la relación de densidades a valores altos de la misma, de forma análoga a lo visto previamente por Reitz y Bracco [22] a la hora de cuantificar las fronteras entre los distintos regímenes de atomización. Esto nos indica que la magnitud de las oscilaciones es un parámetro idóneo para cuantificar el proceso de atomización primaria del chorro.

Para finalizar el estudio del chorro en condiciones estacionarias se ha recurrido a la utilización de un modelo unidimensional basado en la conservación de la cantidad de movimiento. Este modelo permite cuantificar la concentración de combustible existente en el eje del chorro, lo que unido a los perfiles radiales de concentración existentes en la literatura, facilita obtener información acerca del proceso de mezcla aire-combustible. Sin embargo, un estudio preliminar de este modelo muestra una alta sensibilidad de los resultados en campo próximo con el número de Schmidt, que relaciona la transferencia de masa con la de momento. Por este motivo se ha recurrido a datos experimentales existentes

en la literatura de concentración del chorro en campo próximo, obtenidos mediante absorción de rayos-x [10,12,13]. Del ajuste de estos datos con el modelo disponible se desprende que el valor que mejor reproduce los experimentos es de aproximadamente 0.5. Una vez obtenido este valor, se ha tratado de ver cuál es la influencia que tiene sobre los datos arrojados por el modelo asumir un ángulo constante o la evolución del mismo obtenida experimentalmente. En este sentido se puede ver como a partir de un cierto valor ambas hipótesis dan un resultado similar. Además se aprecia que el valor de la longitud de transición obtenido de las imágenes es bastante cercano al valor de la longitud intacta predicho por el modelo bajo la hipótesis de ángulo variable. Esto nos indica que el cambio en la tendencia del ángulo parece estar relacionado con el momento en que se completa el proceso de atomización primaria en el eje del chorro.

Por último, se ha analizado el chorro en condiciones transitorias. Un primer estudio cualitativo de la estructura del chorro muestra que el mismo tiene al comienzo de la inyección una estructura no muy definida. Pasada una pequeña distancia que depende de las condiciones de inyección el frente presenta un aspecto en forma de champiñón, viéndose frenado por el gas de descarga y comenzando a presentar estructuras turbulentas en el mismo. Finalmente la forma de champiñón desaparece y da lugar a la estructura del chorro comúnmente conocida, con una zona estacionaria y un frente transitorio de aspecto semielíptico.

Además, las imágenes obtenidas en condiciones transitorias han permitido estudiar la evolución de la penetración con el tiempo. El ajuste estadístico de los datos muestra una tendencia lineal de la penetración con el tiempo, que ya había sido predicha por algunos autores para la zona cercana. Además, la influencia de la densidad de descarga y el diámetro de salida es similar a la predicha teóricamente (-0.25 y 0.5, respectivamente). En cambio, la influencia de la diferencia de presiones es mayor tanto al valor teórico (0.25) como al existente en estudios precedentes (0.5). Esta diferencia se debe al hecho de que el estudio actual ha sido realizado para penetraciones más pequeñas de lo habitual (hasta 5 mm), donde la dinámica de la aguja tiene una influencia decisiva.

Bibliografía

- [1] ADLER, D., y W. LYN: «The evaporation and mixing of a liquid fuel spray in a Diesel air swirl.», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 184 (1969), 171–180.
- [2] DELACOURT, E., B. DESMET, y B. BESSON: «Characterisation of very high pressure diesel sprays using digital imaging techniques», *Fuel*, 84 (2005), nº 7-8, 859–867.
- [3] DESANTES, J., J. ARRÈGLE, J. LÓPEZ, y A. CRONHJORT: «Scaling laws for free turbulent gas jets and Diesel-like sprays.», *Atomization And Sprays*, 16 (2006), 443–473.
- [4] DESANTES, J., R. PAYRI, J. GARCIA, y F. SALVADOR: «A contribution to the understanding of isothermal diesel spray dynamics», *Fuel*, 86 (2007), nº 7-8, 1093–1101.
- [5] DESANTES, J., R. PAYRI, F. SALVADOR, y A. GIL: «Development and validation of a theoretical model for diesel spray penetration», *Fuel*, 85 (2006), nº 7-8, 910–917.
- [6] DESANTES, J., F. SALVADOR, J. LÓPEZ, y J. DE LA MORENA: «Study of mass and momentum transfer in diesel sprays based on X-ray mass distribution measurements and on a theoretical derivation», *Experiments in Fluids*, 50 (2011), nº 2, 233–246.
- [7] HATTORI, H., K. NARUMIYA, M. TSUE, y T. KADOTA: «Analysis of initial breakup mechanism of diesel spray injected into high-pressure ambience.», *SAE Paper 2004-01-0528*, (2004).
- [8] HILLAMO, H., T. SARJOVAARA, O. KAARIO, V. VUORINEN, y M. LARMI: «Diesel spray visualization and shockwaves», *Atomization And Sprays*, 20 (3) (2010), 177–189.
- [9] HIROYASU, H., y M. ARAI: «Structures of fuel spray in Diesel engines», *SAE Paper 900475*, (1990).
- [10] KASTENGREN, A., y C. POWELL: «Spray density measurements using X-ray radiography», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, 221 (2007), nº 6, 653–662.

- [11] KASTENGREN, A., C. POWELL, Y. WANG, K. IM, y J. WANG: «X-ray radiography measurements of diesel spray structure at enginelike ambient density», *ILASS 21st Annual Conference, Orlando*, (2008).
- [12] LEICK, P., A. KASTENGREN, Z. LIU, J. WANG, y C. POWELL: «X-Ray measurements of mass distributions in the near-nozzle region of sprays from standard multi-hole common-rail diesel injection systems», en «*ICLASS 2009, Vail, Colorado (USA)*», 2009.
- [13] LEICK, P., T. RIEDEL, G. BITTLINGER, C. POWELL, A. KASTENGREN, y J. WANG: «X-ray Measurements of the Mass Distribution in the Dense Primary Break-up Region of the Spray from a Standard Multi-Hole Common-Rail Diesel Injection System», en «*Proceedings of ILASS-Europe 2007*», 2007.
- [14] LEVICH, V.: *Physicochemical Hydrodynamics*, Prentice-Hall Inc., 1962.
- [15] LÓPEZ, J. J.: *Estudio teórico-experimental del chorro libre diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [16] NABER, J. D., y D. L. SIEBERS: «Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays», *SAE Paper 960034*, (1996).
- [17] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO, y J. DE LA MORENA: «Macroscopic Behavior of Diesel Sprays in the Near-Nozzle Field», *SAE Paper 2008-01-0929*, (2008).
- [18] PAYRI, R., B. TORMOS, F. SALVADOR, y L. ARANEO: «Spray droplet velocity characterization for convergent nozzles with three different diameters», *Fuel*, 87 (2008), 3176–3182.
- [19] PRASAD, C., y S. KAR: «An Investigation on the Diffusion of Momentum and Mass of Fuel in a Diesel Fuel Spray», *ASME J Eng Power*, (1976), 1–11.
- [20] RANZ, W. E.: «Some experiments on orifice sprays», *Can. J. Chem. Engng*, August, (1958), 175.
- [21] REITZ, R., y F. BRACCO: «On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions», *SAE Paper 790494*, (1979).

-
- [22] REITZ, R., y F. BRACCO: «Mechanism of atomization of a liquid jet», *Physics of Fluids*, 25 (1982), nº 10, 1730.
- [23] RICART, L., J. XIN, G. BOWER, y R. REITZ: «In-cylinder measurement and modeling of liquid fuel spray penetration in a heavy-duty Diesel engine», *SAE Paper*, 971591 (1997).
- [24] RIFE, J., y J. B. HEYWOOD: «Photographic and performance studies of Diesel combustion with a rapid compression machine», *SAE Paper* 740948, (1974).
- [25] SALVADOR, F. J.: *Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [26] TANNER, F.: «A cascade atomization and drop breakup model for the simulation of high-pressure liquid jets», *SAE Paper*, 2003-01-1044 (2003).
- [27] TANNER, F., A. FEIGL, S. CIATTI, C. POWELL, S.-K. CHEONG, J. LIU, y J. WANG: «Structure of high-velocity dense sprays in the near-nozzle region», *Atomization And Sprays*, 16 (2006), 579–597.

Capítulo 6

Conclusiones y desarrollos futuros

6.1. Conclusiones

En la presente Tesis se ha llevado a cabo un estudio de las características del chorro diésel en campo próximo. Para este fin se ha desarrollado una técnica de visualización por iluminación trasera difusa, en la que gracias a la utilización de una lente biconvexa se ha podido tomar imágenes con un gran nivel de magnificación. Debido a las altas velocidades del flujo a la salida del orificio en una tobera de inyección ha sido necesario utilizar como fuente de iluminación un láser de Nd-Yag, con una duración menor de 10 ns. La inyección ha sido llevada a cabo en una maqueta diseñada especialmente para tal fin, con dos accesos ópticos opuestos, en la que el fluido utilizado como medio de descarga puede alcanzar hasta 6 MPa de presión. Con el fin de distribuir de forma homogénea se ha utilizado un difusor óptico, consistente en una solución de partículas en agua, de forma que se minimiza así mismo la influencia del efecto óptico conocido como *speckle*.

Esta técnica se ha utilizado, en primer lugar, para caracterizar de forma no intrusiva la cavitación asociada en determinadas condiciones al proceso de inyección. Esto se consigue inyectando el combustible sobre una atmósfera de gasoil presurizado, de forma que se puede visualizar las burbujas de vapor de gasoil existentes a la salida del orificio de descarga gracias a la diferencia en el índice de refracción existente entre ambas fases. Esta técnica ha sido utilizada

sobre una serie de modelos de tobera simplificados, consistentes en discos de acero inoxidable de 1 milímetro de espesor taladrados mediante láser, de forma que se ha conseguido producir una gran cantidad de geometrías distintas en cuanto a diámetros y grados de conicidad. A fin de promover la formación de cavitación, estas toberas simplificadas no cuentan con radio de acuerdo a la entrada del orificio, de forma que la recirculación del flujo que induce la cavitación es más importante.

En total, se ha dispuesto de ocho geometrías distintas, sobre las que se han registrado las condiciones en las que ha sido posible detectar burbujas de cavitación en la descarga para tres niveles de contrapresión distintos. Los ensayos se han realizado siguiendo dos metodologías distintas: en primer lugar, partiendo de contrapresiones bajas (condiciones muy cavitantes), de forma que se va incrementando la contrapresión hasta que las burbujas de cavitación desaparecen por completo de la imagen, y en segundo lugar en sentido contrario, partiendo de condiciones no cavitantes y descendiendo la contrapresión hasta detectar las primeras burbujas de cavitación. De este estudio se pueden extraer las siguientes conclusiones como puntos más importantes:

- Las primeras burbujas de cavitación aparecen en la descarga en condiciones de presión de inyección y contrapresión para las que el flujo másico no está colapsado. Esto indica que, a pesar de que habitualmente se utiliza el criterio de colapso del flujo másico para detectar las condiciones de cavitación incipiente, en realidad esta situación del flujo no se produce hasta que la cavitación está considerablemente extendida en el orificio. Además, las condiciones de aparición de las burbujas de cavitación han sido correlacionadas en términos del número de cavitación frente a los parámetros geométricos más significativos (diámetro de salida y reducción de área), así como a la presión de inyección.
- Existe un fenómeno de histéresis en relación a la formación de la cavitación. En particular, realizando un barrido de contrapresiones para una presión de inyección fija, se puede ver cómo si se realiza el ensayo de contrapresiones altas a bajas (es decir, de régimen no cavitante a cavitante) la presión a la que aparecen las primeras burbujas de cavitación a la salida es menor que la presión a la que éstas desaparecen si se realiza el ensayo en sentido inverso (de condiciones cavitantes a no cavitantes). Esto quiere decir que es necesaria una presión mayor para que una burbuja colapse de la que fue precisa para su formación en primer lugar.

Pese a que los resultados obtenidos han resultado de interés para profundizar en las características del fenómeno de la cavitación en toberas de inyección,

resulta obvio que existen diferencias importantes entre las geometrías simplificadas ensayadas y las de una tobera de inyección real. Por este motivo se ha decidido utilizar la misma metodología sobre una tobera mono-orificio, escogida de forma que la transición entre régimen cavitante y no cavitante se diera en condiciones de presión reproducibles en la maqueta utilizada para los ensayos. Las tendencias vistas sobre esta tobera son similares a las encontradas para las toberas simplificadas, si bien las diferencias encontradas en términos del número de cavitación entre el colapso del flujo másico y la aparición de las burbujas de cavitación en la descarga son ligeramente inferiores.

Una vez estudiado el fenómeno de la cavitación en sí mismo se procede a analizar la influencia que tiene sobre la formación del chorro diésel. En adelante la inyección será realizada sobre nitrógeno, de forma que se pueda reproducir la densidad existente en la cámara de combustión pero en condiciones no reactivas. Con el fin de estudiar de forma completa la estructura del chorro estacionario se van a utilizar dos configuraciones ópticas distintas, correspondientes a dos niveles de resolución distintos: una primera, en la que se obtienen imágenes con un tamaño de ventaja de aproximadamente 1.5 mm y que permite estudiar de forma más exhaustiva la estructura del chorro en las cercanías del orificio, y una más lejana de hasta aproximadamente 5 mm, a fin de ver el aspecto del chorro y su evolución axial de forma más general. Un primer análisis de las imágenes obtenidas muestra que existen tres zonas diferenciadas en el chorro estacionario respecto al comportamiento del ángulo de apertura del mismo:

- Zona 1, la más cercana al orificio, en la que se puede considerar un ángulo de apertura nulo (es decir, el chorro se muestra como una columna de líquido prácticamente imperturbada de anchura similar al diámetro de la tobera). La longitud de esta zona se ha denominado longitud no perturbada o L_p .
- Zona 2 o zona de transición, en la que la apertura del chorro muestra una evolución no lineal con la posición axial, no pudiéndose definir un ángulo de apertura como tal. A la longitud total desde la punta de la tobera hasta el final de la zona de transición se la ha denominado como longitud de transición o L_t .
- Zona 3 o zona desarrollada. En esta zona se alcanza el valor de ángulo estacionario.

Además de estos aspectos respecto a la estructura general del chorro estacionario en campo próximo, se ha visto que el contorno del mismo tiene un

comportamiento claramente oscilatorio. Con el fin de caracterizar este comportamiento se han utilizado dos parámetros fundamentales: la magnitud de las oscilaciones, definida como la desviación promedio del contorno del chorro respecto a su perfil medio, y la distancia media entre dos picos o valles consecutivos.

La influencia que tiene la cavitación sobre todos estos parámetros ha sido estudiada exhaustivamente con la tobera mono-orificio cilíndrica. Ésta ha sido ensayada en un amplio rango de condiciones de presión, con especial énfasis en las condiciones para las que se han encontrado previamente las transiciones entre régimen cavitante y no cavitante según el criterio de detección de burbujas a la salida del orificio. De este estudio se desprenden las siguientes conclusiones fundamentales:

- El ángulo de apertura del chorro crece con la cavitación. Este hecho ha sido comprobado al realizar un barrido de contrapresiones para una presión de inyección fija. En este caso, se espera que al disminuir la contrapresión el ángulo también disminuya como consecuencia del efecto de la densidad. Sin embargo, en los ensayos realizados se aprecia cómo al alcanzar la contrapresión para la cual se ha detectado la aparición de burbujas de cavitación a la salida el ángulo incrementa su valor entre 1.5° y 3° . Esto indica el efecto favorable de la cavitación sobre el proceso de mezcla.
- En el caso de las longitudes características del chorro definidas anteriormente (longitud no perturbada y longitud de transición), se puede ver cómo éstas aumentan significativamente al reducirse la densidad de descarga. En cambio, en el punto de detección de la cavitación se produce un descenso considerable de ambos parámetros para todas las condiciones ensayadas.
- En lo que se refiere al perfil del chorro, también se aprecia un mayor nivel de irregularidades en el mismo al aparecer la cavitación, particularizado en una mayor magnitud de las oscilaciones y una menor distancia entre picos. Este resultado nos indica que puede existir una influencia significativa de la cavitación sobre el proceso de atomización, visiblemente influenciado por las oscilaciones de la interfase líquido-gas.

Una vez analizada la influencia que tiene la cavitación sobre el comportamiento del chorro cercano se ha decidido utilizar otras tres toberas mono-orificio de geometría cónica, en las que la cavitación no aparece, a fin de estudiar de forma más exhaustiva la influencia de otros parámetros como la densidad de descarga, la velocidad del flujo o el diámetro de salida de la tobera.

Estas toberas han sido ensayadas tanto en condiciones estacionarias (máximo levantamiento de la aguja) como transitorias, a fin de estudiar la penetración del chorro.

La visualización del chorro estacionario para estas tres toberas ha permitido estudiar la evolución del ángulo de apertura, las longitudes características y las oscilaciones del perfil frente a los parámetros de inyección previamente nombrados. En el caso del ángulo de apertura se ha visto como además de la influencia de la densidad de descarga, ampliamente referida en la literatura, existe una influencia no despreciable del número de Reynolds, especialmente importante para valores bajos.

Respecto a la longitud de la zona no perturbada se ha podido apreciar que existe una tendencia decreciente clara con parámetros adimensionales como Re , Oh y relación de densidades, que son los que definen el proceso de atomización. Además, se ha comprobado que la influencia de la relación de densidades es muy importante a valores bajos de la misma (en los que la atomización es poco efectiva), mientras que pierde influencia conforme la densidad de descarga aumenta. La longitud de transición ha mostrado tendencias similares, aunque la influencia de los distintos parámetros estudiados es menos significativa.

En lo que se refiere a las oscilaciones mostradas por el perfil del chorro estacionario, se ha podido apreciar que su magnitud crece al aumentar la velocidad del flujo y disminuir el diámetro de salida de la tobera. Además, de forma análoga a lo que ocurría con las longitudes características del chorro, la influencia de la densidad es más significativa en valores bajos de la misma.

Junto al análisis de las imágenes obtenidas, y a fin de profundizar más en el comportamiento del chorro diésel en las cercanías del orificio, se ha llevado a cabo un estudio del mismo a través de un modelo unidimensional que permite obtener información acerca de la estructura interna del chorro, a la que no se puede tener acceso a través de la técnica de visualización utilizada en la presente Tesis. El resultado de este modelo ha mostrado que existe una relación clara entre la longitud de transición, descrita anteriormente, y la longitud intacta del chorro, definida como aquella para la que $C_{eje} = 1$. Previamente a la utilización de este modelo ha sido necesario obtener una estimación del número de Schmidt en condiciones reales de inyección diésel gracias al ajuste de datos de concentración del chorro en campo próximo existentes en la literatura, obteniendo un valor de en torno a 0.5.

Por último se ha realizado un estudio de visualización en condiciones transitorias. En este sentido, se ha llevado a cabo en primer lugar un análisis cualitativo de la estructura del chorro al comienzo de la inyección. En este análisis se ha visto que durante aproximadamente el primer milímetro de evolución del

chorro éste tiene una estructura no muy definida. Conforme va avanzando el frente toma un aspecto en forma de champiñón, viéndose frenado por el gas de descarga y comenzando a presentar estructuras turbulentas en el mismo. A continuación el englobamiento de aire en torno al frente del chorro se incrementa y el chorro toma la forma habitual, con una primera parte cónica seguida de un frente de perfil semielíptico.

Al margen de este estudio se ha analizado la evolución de la penetración del chorro en función del tiempo. Para ello se ha llevado a cabo un plan de ensayos que comprende 20 puntos por cada inyector, consistentes en 5 niveles de presión de inyección y cuatro densidades de descarga. Los datos obtenidos han servido para la búsqueda de una correlación en función de los principales parámetros del proceso de inyección: diámetro de salida de la tobera, densidad de descarga y diferencia entre las presiones de entrada y salida. El ajuste estadístico de los datos muestra una tendencia lineal de la penetración con el tiempo, que ya había sido predicha por algunos autores para la zona cercana. En lo que se refiere a los coeficientes del diámetro y la densidad, éstos siguen los valores teóricos vistos para el chorro desarrollado (-0.25 y 0.5, respectivamente). Sin embargo, la influencia de la diferencia de presiones es mayor tanto al valor teórico (0.25) como al existente en estudios precedentes (0.5). Esta aparente contradicción puede deberse al hecho de que el estudio actual ha sido realizado para penetraciones más pequeñas de lo habitual, en los que se espera que la dinámica de la aguja, fuertemente afectada por la diferencia de presiones en inyectores de tipo solenoide, tenga una influencia más importante.

6.2. Desarrollos futuros

Como se ha visto, en la presente Tesis se ha estudiado con profundidad el chorro diésel en campo próximo, prestando además un especial interés al proceso de cavitación en el interior de las toberas de inyección y su influencia sobre la formación del chorro. A continuación se proponen una serie de trabajos futuros que podrían servir para arrojar más luz en torno a estos procesos:

- Visualización en geometrías transparentes. La visualización conjunta de la cavitación y del chorro estacionario a través del uso de geometrías transparentes permitiría estudiar de forma más directa la relación existente entre ambos fenómenos, siguiendo una metodología similar a la desarrollada en el trabajo de la presente Tesis.
- Utilización de toberas no axi-simétricas. En este estudio se han utilizado en todo caso toberas mono-orificio axisimétricas, debido a su mayor

simplicidad a la hora de aislar un chorro para ajustar la técnica de visualización utilizada. Sin embargo, con una configuración similar a la utilizada hasta ahora sería posible realizar ensayos en toberas de dos o tres orificios, siempre y cuando se situara uno de los chorros en un plano paralelo a los de la cámara CCD y la lente biconvexa encargada de hacer la formación de la imagen.

- Estudio de la influencia de las propiedades del combustible. Gracias al uso de otros tipos de combustibles o bien de otras temperaturas de trabajo sería posible realizar ensayos bajo diferentes valores de densidad del combustible, viscosidad y tensión superficial, parámetros que tienen una influencia importante sobre los números adimensionales de los que depende la atomización. De esta forma se podría realizar un estudio de la influencia de cada uno de estos grupos adimensionales en un rango más amplio.
- Ensayos a levantamientos de aguja parciales. En la presente Tesis se ha visto que resulta difícil establecer conclusiones importantes acerca del comportamiento del chorro en condiciones transitorias, más allá del estudio de la penetración del frente. Una forma de aproximarse a entender lo que sucede con el proceso de inyección durante los fenómenos transitorios del mismo (apertura y cierre de la aguja) consiste en estudiar comportamientos estacionarios en los que el levantamiento máximo de la aguja se corresponda a los valores típicos mostrados durante estos procesos.
- Estudio computacional del flujo interno y el proceso de atomización primaria. La mejora cada vez más importante en los medios informáticos y en los modelos de cálculo fluidodinámico tridimensional existentes permiten estudiar de forma más exhaustiva estos procesos, prestando especial atención a la simulación de la turbulencia mediante modelos LES (*Large Eddy Simulation*) y DNS (*Direct Numerical Simulation*).

Bibliografia

- [1] ADLER, D., y W. LYN: «The evaporation and mixing of a liquid fuel spray in a Diesel air swirl.», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 184 (1969), 171–180.
- [2] ALAJBEGOVIC, A., G. MEISTER, D. GREIF, y B. BASARA: «Three phase cavitating flows in high-pressure swirl injectors», *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 (2002), 677–681.
- [3] ANDRIOTIS, A., y M. GAVAISES: «Influence of vortex flow and cavitation on near-nozzle Diesel spray dispersion angle», *Atomization And Sprays*, 19-3 (2009), 247–261.
- [4] ANDRIOTIS, A., M. GAVAISES, y C. ARCOUMANIS: «Vortex flow and cavitation in diesel injector nozzles», *Journal of Fluid Mechanics*, 610 (2008), 195–215.
- [5] ARCOUMANIS, C., M. BADAMI, H. FLORA, y M. GAVAISES: «Cavitation in real-size multi-hole Diesel injector nozzles», *SAE Paper 2000-01-1249*, (2000).
- [6] ARCOUMANIS, C., H. FLORA, M. GAVAISES, N. KAMPANIS, y R. HORROCKS: «Investigation of cavitation in a vertical multi-hole Diesel injector», *SAE Paper 1999-01-0524*, (1999).
- [7] ARCOUMANIS, C., M. GAVAISES, y B. FRENCH: «Effect of fuel injection processes on the structure of Diesel sprays», *SAE Paper 970799*, (1997).
- [8] ARCOUMANIS, C., y J. WHITELAW: «Is cavitation important in Diesel engine injectors?», *Thiesel 2000, Valencia. Editorial de la UPV*, (2000).

- [9] ARRÈGLE, J.: *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1997.
- [10] ASIHMIN, V., Z. GELLER, y Y. SKOBEL'CYN: «Discharge of a real fluid from cylindrical orifices», *Oil Industry*, 9 (1961), 135–172.
- [11] Autodesk: *AutoCAD user's manual*, 1999.
- [12] BADOCK, C., R. WIRTH, y C. TROPEA: «The influence of hydro-grinding on cavitation inside a Diesel injection nozzle and primary break-up under unsteady pressure conditions», *Proc. 15th ILASS-Europe 99, Toulouse, July 5-7*, (1999).
- [13] BAE, C., y J. KANG: «Diesel spray characteristics of a common rail VCO nozzle injector», *Thiesel 2000, Valencia. Editorial de la UPV*, (2000).
- [14] BARRERO RIPOLL, A., y M. PÉREZ-SABORID SÁNCHEZ-PASTOR: *Fundamentos y aplicaciones de la mecánica de fluidos*, McGraw-Hill/Interamericana de España, D.L., 2005.
- [15] BERGWERK, W.: «Flow pattern in Diesel nozzle spray holes», *Proc. Inst. Mech. Engrs*, 173, n. 25. (1959).
- [16] BERROCAL, E., E. KRISTENSSON, M. RICHTER, M. LINNE, y M. ALDÉN: «Application of structured illumination for multiple scattering suppression in planar laser imaging of dense sprays», *Optics Express*, 16 (22) (2008), 17870–17881.
- [17] BLAISOT, J., y J. YON: «Droplet size and morphology characterization for dense sprays by image processing: application to the Diesel spray», *Experiments in Fluids*, 39 (2005), 977–994.
- [18] BLESSING, M., G. KÖNIG, C. KRÜGER, U. MICHELS, y V. SCHWARZ: «Analysis of flow and cavitation phenomena in diesel injection nozzles and its effects on spray and mixture formation», *SAE Paper 2003-01-1358*, (2003).
- [19] BOSCH, W.: «Fuel Rate Indicator Is a New Measuring Instrument for Display of the Characteristics of Individual Injection», *SAE Paper 660749*, (1966).
- [20] BUNNELL, R. A., S. D. HEISTER, C. YEN, y S. COLLICOTT: «Cavitating injector flows: validation of numerical models and simulations of pressure atomizers», *Atomization and Sprays*, 9 (1999), 445–465.

-
- [21] CHAVES, H., M. KNAPP, A. KUBITZEK, y F. OBERMEIER: «Experimental study of cavitation in the nozzle hole of diesel injectors using transparent nozzles», *SAE Paper 950290*, (1995).
- [22] CHAVES, H., y I. SCHUHBAUER: «Cavitation in an asymmetric transparent real size VCO nozzle», *Proceedings of Spray'06*, (2006).
- [23] CHEHROUDI, B., S. CHEN, F. BRACCO, y Y. ONUMA: «On the intact core of full-cone sprays», *SAE Paper 850126*, (1985).
- [24] COLLICOTT, S. H., y H. LI: «True-scale, True-pressure Internal Flow Visualization for Diesel Injectors.», *SAE Paper 2006-01-0890*, (2006).
- [25] CORREAS, D.: *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoterma*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [26] DELACOURT, E., B. DESMET, y B. BESSON: «Characterisation of very high pressure diesel sprays using digital imaging techniques», *Fuel*, 84 (2005), nº 7-8, 859–867.
- [27] DENT, J.: «A basis for comparison of various experimental methods for studying spray penetration», *SAE Paper 710571*, (1971).
- [28] DESANTES, J., J. ARRÈGLE, J. LÓPEZ, y A. CRONHJORT: «Scaling laws for free turbulent gas jets and Diesel-like sprays.», *Atomization And Sprays*, 16 (2006), 443–473.
- [29] DESANTES, J., J. PASTOR, R. PAYRI, y J. PASTOR: «Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part II: Evaporative conditions», *Atomization And Sprays*, 15 (2005), nº 5, 517–543.
- [30] DESANTES, J., R. PAYRI, J. GARCIA, y F. SALVADOR: «A contribution to the understanding of isothermal diesel spray dynamics», *Fuel*, 86 (2007), nº 7-8, 1093–1101.
- [31] DESANTES, J., R. PAYRI, F. SALVADOR, y A. GIL: «Development and validation of a theoretical model for diesel spray penetration», *Fuel*, 85 (2006), nº 7-8, 910–917.
- [32] DESANTES, J., R. PAYRI, F. SALVADOR, y V. SOARE: «Study of the influence of geometrical and injection parameters on Diesel Sprays characteristics in isothermal conditions», *SAE Paper 2005-01-0913*, (2005).

- [33] DESANTES, J., F. SALVADOR, J. LÓPEZ, y J. DE LA MORENA: «Study of mass and momentum transfer in diesel sprays based on X-ray mass distribution measurements and on a theoretical derivation», *Experiments in Fluids*, 50 (2011), n^o 2, 233–246.
- [34] DESANTES, J. M., R. PAYRI, J. M. PASTOR, y J. GIMENO: «Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part I: Nonevaporative conditions», *Atomization And Sprays*, 15 (2005), n^o 5, 489–516.
- [35] DESANTES, J. M., R. PAYRI, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «Measurements of spray momentum for the study of cavitation in diesel injection nozzles», *SAE Paper 2003-01-0703*, (2003).
- [36] DI GIORGIO, F., D. LAFORGIA, y V. DAMIANI: «Investigation of drop size distribution in the spray of a five-hole, VCO nozzle at high feeding pressure», *SAE Paper 950087*, (1995).
- [37] DIVER, C., J. ATKINSON, B. BEFRUI, H. J. HELML, y L. LI: «Improving the geometry and quality of a micro-hole fuel injection nozzle by means of hydroerosive grinding», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers – Part B – Engineering Manufacture*, 221 (2007), n^o 1, 1–9.
- [38] DUMONT, N.: *Modélisation de l'écoulement diphasique dans les injecteurs Diesel*, Tesis Doctoral, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2002.
- [39] DUMONT, N., O. SIMONIN, y C. HABCHI: «Cavitating flow in Diesel injectors and atomization: a bibliographical review», *In 8th International Congress on Liquid Atomization and Spray Systems, Pasadena, California, July*, (2000).
- [40] DUMOUCHEL, C.: «On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams», *Experiments in Fluids*, 45 (2008), n^o 3, 371–422.
- [41] FAETH, G., L.-P. HSIANG, y P.-K. WU: «Structure and breakup properties of sprays», *International Journal Of Multiphase Flow*, 21 (1995), 99–127.
- [42] FOX, T., y J. STARK: «Discharge coefficients for miniature fuel injectors», *Proc. Inst. Mech Engrs*, 203 (1989), 75–78.

-
- [43] GANIPPA, L., G. BARK, S. ANDERSSON, y J. CHOMIAK: «Cavitation: a contributory factor in the transition from symmetric to asymmetric jets in cross flow nozzles», *Experiments in Fluids*, 36 (2004), 627–634.
- [44] GAO, Y., J. DENG, C. LI, F. DANG, Z. LIAO, Z. WU, y L. LI: «Experimental study of the spray characteristics of biodiesel based on inedible oil», *Biotechnology Advances*, 27 (2009), nº 5, 616 – 624.
- [45] GARCÍA, J. M.: *Aportaciones al estudio del proceso de combustión turbulenta de chorros en motores diesel de inyección directa*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2004.
- [46] GAVAISES, M., y A. ANDRIOTIS: «Cavitation Inside Multi-Hole Injectors for Large Diesel Engines and Its Effect on the Near-Nozzle Spray Structure.», *SAE Paper 2006-01-1114*, (2006).
- [47] GAVAISES, M., A. ANDRIOTIS, D. PAPOLIAS, N. MITROGLOU, y A. THEODORAKAKOS: «Characterization of string cavitation in large-scale Diesel nozzles with tapered holes», *Physics of Fluids*, 21 (2009), 052107.
- [48] GIMENO, J.: *Desarrollo y aplicación de la medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2008.
- [49] GONZÁLEZ, C. A.: *Estudio de la influencia de la geometría de la tobera de inyección en la combustión y emisión de contaminantes de un motor diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.
- [50] GONZÁLEZ, U.: *Efecto del choque de pared en las características del chorro Diesel de inyección directa*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [51] GOODMAN, J.: «Some fundamentals properties of speckle», *Journal of the Optical Society of America*, 66 (11) (1976), 1145–1150.
- [52] GRAVESEN, P., J. BRANEBJERG, y O. JENSEN: «Microfluidics-a review», *J. Micromech. Microeng.*, 3 (1993), nº 4, 168–82.
- [53] GROGGER, H., y A. ALAJBEGOVIC: «Calculation of the Cavitating Flow in Venturi Geometries using Two Fluid Model», en «Proceedings in FEDSM98-5295», 1998.

- [54] HALL, G.: «Analytical determination of the discharge characteristics of cylindrical-tube orifices», *Journal Of Mechanical Engineering Science*, 5 (1963), 91.
- [55] HATTORI, H., K. NARUMIYA, M. TSUE, y T. KADOTA: «Analysis of initial breakup mechanism of diesel spray injected into high-pressure ambience.», *SAE Paper 2004-01-0528*, (2004).
- [56] HAY, P., y P. JONES: «Comparaison of the various correlations for spray penetration», *SAE Paper 720776*, (1972).
- [57] HE, L., y F. RUIZ: «Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization», *Atomization and Sprays*, 5 (1995), 569–584.
- [58] HEIMGÄRTNER, C., y A. LEIPERTZ: «Investigation of the primary spray break-up close to the nozzle of a common-rail high pressure diesel injection system», *SAE Paper 2000-01-1799*, (2000).
- [59] HERMENS, S.: *Influence of Diesel injector nozzle geometry on the injection and combustion process*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2007.
- [60] HILLAMO, H., T. SARJOVAARA, O. KAARIO, V. VUORINEN, y M. LARMI: «Diesel spray visualization and shockwaves», *Atomization And Sprays*, 20 (3) (2010), 177–189.
- [61] HINZE, J.: *Turbulence*, McGraw-Hill New York, 1975.
- [62] HIROYASU, H.: «Spray breakup mechanism from the hole-type nozzle and its applications», *Atomization and Sprays*, 10 (2000), nº 3-5, 511.
- [63] HIROYASU, H., y M. ARAI: «Structures of fuel spray in Diesel engines», *SAE Paper 900475*, (1990).
- [64] HIROYASU, H., M. ARAI, y M. TABATA: «Empirical equations for the Sauter mean diameter of Diesel spray», *SAE Paper 890464*, (1989).
- [65] HIROYASU, H., y T. KADOTA: «Fuel droplet size distribution in Diesel combustion chamber», *SAE Paper 740715*, (1974).
- [66] HUH, K., y A. D. GOSMAN: «Atomization mechanism of fuel injection», *In ICLASS-90, Hartford, Connecticut*, (1990).

-
- [67] HUSBERG, T., V. MANENTE, R. EHLESKOG, y S. ANDERSSON: «Fuel Flow Impingement Measurements on Multi-Orifice Diesel Nozzles», *SAE Paper 2006-01-1552*, (2006).
- [68] JEONG, H., K. LEE, y Y. IKEDA: «Investigation of the spray characteristics for a secondary fuel injection nozzle using a digital image processing method», *Measurement Science and Technology*, 18 (2007), nº 5, 1591.
- [69] JUNG, K., T. KHIL, y Y. YOON: «Effects of Orifice Internal Flow on Breakup Characteristics of Like-Doublet Injectors», *Journal of Propulsion and Power*, 22 (3) (2006), 653–660.
- [70] KAMPMANN, S., B. DITTUS, P. MATTES, y M. KIRNER: «The influence of hydro grinding at VCO nozzles on the mixture preparation in a D.I. diesel engine», *SAE transactions*, 105 (1996), nº 3, 1329–1339.
- [71] KAO, C.-C., y A. SHIH: «Form measurements of micro-holes», *Measurement Science and Technology*, 18 (2007), 3603–3611.
- [72] KASTENGREN, A., y C. POWELL: «Spray density measurements using X-ray radiography», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, 221 (2007), nº 6, 653–662.
- [73] KASTENGREN, A., C. POWELL, Y. WANG, K. IM, y J. WANG: «X-ray radiography measurements of diesel spray structure at enginelike ambient density», *ILASS 21st Annual Conference, Orlando*, (2008).
- [74] KASTNER, O., F. ATZLER, R. ROTONDI, A. WEIGAND, y K. WENZLAWSKI: «Advantages of sophisticated injection strategies in Diesel engines», en «Thiesel 2010, Universidad Politécnica de Valencia», .
- [75] KENT, J. C., y G. M. BROWN: «Nozzle exit flow, characteristics for square-edged and rounded inlet geometries», *Combust. Sci. Technol.*, 30 (1983), 121–132.
- [76] KÄRRHOLM, F. P., H. WELLER, y N. NORDIN: «Modelling injector flow including cavitation effects for diesel applications», *5th Joint ASME/JSME Fluids Engineering Conference*, (2007).
- [77] KUBOTA, A., H. KATO, y H. YAMAGUCHI: «A new modelling of cavitating flows: A numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section», *J. Fluid Mech.*, 240 (1992), 59–96.

- [78] KULL, E., y G. KRÜGER: «Correlation of spray symmetry with mass and momentum of multihole diesel nozzles», en «THIESEL 2004 Conference on Thermo and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines», 2004, 7–10.
- [79] LEBAS, R., T. MENARD, P. BEAU, A. BERLEMONT, y F. DEMOULIN: «Numerical simulation of primary break-up and atomization: DNS and modelling study», *International Journal Of Multiphase Flow*, 35 (2009), 247–260.
- [80] LEE, W., K. FEZZAA, y J. WANG: «Metrology of steel micronozzles using x-ray propagation-based phase-enhanced microimaging», *Applied Physics Letters*, 87 (2005), 084105.
- [81] LEFEBVRE, A.: *Atomization and sprays*, CRC, 1989.
- [82] LEICK, P., A. KASTENGREN, Z. LIU, J. WANG, y C. POWELL: «X-Ray measurements of mass distributions in the near-nozzle region of sprays from standard multi-hole common-rail diesel injection systems», en «ICLASS 2009, Vail, Colorado (USA)», 2009.
- [83] LEICK, P., T. RIEDEL, G. BITTLINGER, C. POWELL, A. KASTENGREN, y J. WANG: «X-ray Measurements of the Mass Distribution in the Dense Primary Break-up Region of the Spray from a Standard Multi-Hole Common-Rail Diesel Injection System», en «Proceedings of ILASS-Europe 2007», 2007.
- [84] LEVICH, V.: *Physicochemical Hydrodynamics*, Prentice–Hall Inc., 1962.
- [85] LICHTAROWICZ, A. K., R. K. DUGGINS, y E. MARKLAND: «Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices», *J. Mech. Engng Sci.*, 7 (1965), nº 2.
- [86] LINNE, M., M. PACIARONI, E. BERROCAL, y D. SEDARSKY: «Ballistic imaging of liquid break-up processes in dense sprays», *Proceedings of Combustion Institute*, 32 (2009), 2147–2161.
- [87] LINNE, M., M. PACIARONI, T. HALL, y T. PARKER: «Ballistic imaging of the near field in a diesel spray», *Experiments in Fluids*, 40 (2006), nº 6, 836–846.
- [88] LÓPEZ, J. J.: *Estudio teórico-experimental del chorro libre diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.

-
- [89] MACIÁN, V., V. BERMUDEZ, R. PAYRI, y J. GIMENO: «New technique for determination of internal geometry of a diesel nozzle with the use of silicone methodology», *Experimental Techniques*, 27 (2003), nº 2, 39–43.
- [90] MACIÁN, V., R. PAYRI, X. MARGOT, y F. J. SALVADOR: «A CFD Analysis of the influence of diesel nozzle geometry on the inception of cavitation», *Atomization and Sprays*, 13 (2003), 579–604.
- [91] MANIN, J.: *Analysis of mixing processes in liquid and vaporized diesel sprays through LIF and Rayleigh scattering measurements*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2011.
- [92] MCCARTHY, M. J., y N. A. MOLLOY: «Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design», *Chem. Engng J.*, 7 (1974), 1–20.
- [93] MIESSE, C.: «Correlation of experimental data on the disintegration of liquid jets», *Industrial & Engineering Chemistry*, 47 (1955), 1690–1695.
- [94] MISHRA, C., y Y. PELES: «Cavitation in flow through a micro-orifice inside a silicon microchannel», *Physics of Fluids*, 17 (2005), 013601.
- [95] MULEMANE, A., S. SUBRAMANIAM, P.-H. LIU, J.-S. HAN, M.-C. LAI, y R. POOLA: «Comparing Cavitation in Diesel Injectors Based on Different Modeling Approaches», *SAE Paper*, 2004-01-0027 (2004).
- [96] NABER, J. D., y D. L. SIEBERS: «Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays», *SAE Paper 960034*, (1996).
- [97] NAKAYAMA, Y.: «Action of the fluid in the air micrometer; first report, characteristics of small diameter nozzle and orifice», *Bull. JSME*, 4 (1961), 507–524.
- [98] NING, W., R. REITZ, R. DIWAKAR, y A. LIPPER: «A Numerical Investigation of Nozzle Geometry and Injection Condition Effects on Diesel Fuel Injector Flow Physics», *SAE Paper*, 2008-01-0936 (2008).
- [99] NURICK, W. H.: «Orifice cavitation and its effects on spray mixing», *Journal of fluids engineering*, 98 (1976), 681–687.
- [100] OTSU, N.: «A threshold selection method from gray-level histograms», *IEEE Transactions on Systems, Man and Cybernetics*, SMC-9, nº1 (1979), 62–66.

-
- [101] PALOMARES, A.: *Análisis de imágenes de chorros Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [102] PARK, S., H. SUH, y C. LEE: «Effect of Cavitating Flow on the Flow and Fuel Atomization Characteristics of Biodiesel and Diesel Fuels», *Energy & Fuels*, 22 (2008), 605–613.
- [103] PAYRI, F., V. BERMÚDEZ, R. PAYRI, y F. SALVADOR: «The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles», *Fuel*, 83 (2004), 419–431.
- [104] PAYRI, R., H. CLIMENT, F. SALVADOR, y A.-G. FAVENNEC: «Diesel injection system modelling. Methodology and application for a first generation common rail system», *Journal of Automobile Engineering*, 218 (2004), nº 1, 81–91.
- [105] PAYRI, R., J. GARCIA, F. SALVADOR, y J. GIMENO: «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics», *Fuel*, 84 (2005), nº 5, 551–561.
- [106] PAYRI, R., C. GUARDIOLA, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «Critical cavitation number determination in diesel injection nozzles», *Experimental Techniques*, 28 (2004), nº 3, 49–52.
- [107] PAYRI, R., X. MARGOT, y F. SALVADOR: «A Numerical Study of the influence of Diesel nozzle geometry on the inner cavitating flow», *SAE Paper 2002-01-0215*, (2002).
- [108] PAYRI, R., S. MOLINA, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «A study of the relation between nozzle geometry, internal flow and sprays characteristics in diesel fuel injection systems», *Ksme International Journal*, 18 (2004), nº 7, 1222–1235.
- [109] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO, y G. BRACHO: «A new methodology for correcting the signal cumulative phenomenon on injection rate measurements», *Experimental Techniques*, 32 (2008), nº 1, 46 – 49.
- [110] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO, y J. DE LA MORENA: «Macroscopic Behavior of Diesel Sprays in the Near-Nozzle Field», *SAE Paper 2008-01-0929*, (2008).

-
- [111] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO, y J. D. LA MORENA: «Effects of nozzle geometry on direct injection diesel engine combustion process», *Applied Thermal Engineering*, 29 (2009), 2051–2060.
- [112] PAYRI, R., F. J. SALVADOR, J. GIMENO, y V. SOARE: «Determination of diesel sprays characteristics in real engine in-cylinder air density and pressure conditions», *Journal Of Mechanical Science And Technology*, 19 (2005), nº 11, 2040–2052.
- [113] PAYRI, R., B. TORMOS, F. SALVADOR, y L. ARANEO: «Spray droplet velocity characterization for convergent nozzles with three different diameters», *Fuel*, 87 (2008), 3176–3182.
- [114] PAYRI, R., B. TORMOS, F. SALVADOR, y A.-H. PLAZAS: «Using one-dimensional modelling to analyse the influence of diesel nozzle geometry in the injection rate characteristics», *International Journal of Vehicle Designed*, 39 (2005), nº 1, 58–78.
- [115] PCO imaging: *Manual de la cámara SensiCam Double Shutter*.
- [116] PEINER, E., M. BALKE, y L. DOERING: «Form measurement inside fuel injector nozzle spray holes», *Microelectronic Engineering*, 86 (2009), 984–986.
- [117] PIEDERRIÈRE, Y., J. CARIOU, Y. GUERN, B. LE JEUNE, G. LE BRUN, y J. LOTRIAN: «Scattering through fluids: speckle size measurement and Monte Carlo simulations close to and into the multiple scattering», *Optics Express*, 12 (1) (2004), 176–188.
- [118] PLAZAS, A. H.: *Modelado unidimensional de inyectoros common-rail Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.
- [119] PRASAD, C., y S. KAR: «An Investigation on the Diffusion of Momentum and Mass of Fuel in a Diesel Fuel Spray», *ASME J Eng Power*, (1976), 1–11.
- [120] RAMIREZ, A., S. SOM, S. AGGARWAL, A. KASTENGREN, E. EL-HANNOUNY, D. LONGMAN, y C. POWELL: «Quantitative X-ray measurements of high-pressure fuel sprays from a production heavy duty diesel injector», *Experiments in Fluids*, 47 (2009), 119–134.
- [121] RANZ, W. E.: «Some experiments on orifice sprays», *Can. J. Chem. Engng, August*, (1958), 175.

- [122] REITZ, R., y F. BRACCO: «On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions», *SAE Paper 790494*, (1979).
- [123] REITZ, R., y F. BRACCO: «Mechanism of atomization of a liquid jet», *Physics of Fluids*, 25 (1982), nº 10, 1730.
- [124] REITZ, R., y F. BRACCO: «Mechanism of breakup of round liquid jets», *Encyclopedia of Fluids Mechanics, Gulf publishing*, 3 (1994).
- [125] REITZ, R., y R. DIWAKAR: «Effect of drop breakup on fuel sprays», *SAE Paper 860469*, (1986).
- [126] REITZ, R., y R. DIWAKAR: «Structure of high-pressure fuel sprays», *SAE Paper 870598*, (1987).
- [127] RICART, L., J. XIN, G. BOWER, y R. REITZ: «In-cylinder measurement and modeling of liquid fuel spray penetration in a heavy-duty Diesel engine», *SAE Paper*, 971591 (1997).
- [128] RIFE, J., y J. B. HEYWOOD: «Photographic and performance studies of Diesel combustion with a rapid compression machine», *SAE Paper 740948*, (1974).
- [129] RODRIGUEZ, P.: *Modelado del comportamiento hidrodinámico de sistemas de inyección directa Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [130] ROTH, H., M. GAVAISES, y C. ARCOUMANIS: «Cavitation initiation, its development and link with flow turbulence in diesel injector nozzles.», *SAE Paper 2002-01-0214*, (2002).
- [131] RUIZ, F.: «A few useful relations for cavitating orifices», *In Proceedings of International Conference on Liquid Atomizations and Spray System. ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, 15-18 July*, (1991), 595-602.
- [132] RUIZ, S.: *Estudio teórico-experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros diesel D.I.*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [133] SALIBA, R., I. BAZ, J. CHAMPOUSSIN, M. LANCE, y J. MARIÉ: «Cavitation effect on the near nozzle spray development in high-pressure diesel injection», en «Proceedings of 19th ICLASS (Europe)», 2004.

-
- [134] SALLAM, K., C. DAI, y G. FAETH: «Liquid breakup at the surface of turbulent round liquid jets in still gases», *International Journal Of Multiphase Flow*, 28 (2002), 427–449.
- [135] SALVADOR, F., J.-V. ROMERO, M.-D. ROSELLÓ, y J. MARTÍNEZ-LÓPEZ: «Validation of a code for modeling cavitation phenomena in Diesel injector nozzles.», *Mathematical and Computer Modelling*, 52 (2010), 1123–1132.
- [136] SALVADOR, F. J.: *Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [137] SANGIAH, D. K., y L. C. GANIPPA: «Application of spray impingement technique for characterisation of high pressure sprays from multi-hole diesel nozzles», *International Journal of Thermal Sciences*, 49 (2010), nº 2, 409–417.
- [138] SCHLICHTING, H.: *Boundary layer theory.*, McGraw-Hill, 1978.
- [139] SCHMIDT, D., C. RUTLAND, M. CORRADINI, P. ROOSEN, y O. GENGE: «Cavitation in two-dimensional asymmetric nozzles», *SAE Paper 1999-01-0518*, (1999).
- [140] SCHMIDT, D. P., y M. L. CORRADINI: «Analytical prediction of the exit flow of cavitating orifices», *Atomization and Sprays*, 7 (1997), nº 6, 603–616.
- [141] SCHMIDT, D. P., y M. L. CORRADINI: «The internal flow of Diesel fuel injector nozzles: a review», *Int J Engine Research. JER 00201 ImechE*, 2 (2001), nº 6.
- [142] SCHMIDT, D. P., C. J. RUTLAND, y M. L. CORRADINI: «A numerical study of cavitating flow through various nozzle shapes», *SAE Paper 971597*, (1997).
- [143] SCHWEITZER, P. H.: «Mechanism of disintegration of liquid jets», *Journal of Applied Physics*, 8 (1937), 513–521.
- [144] SINGHAL, A., M. ATHAVALE, H. LI, y Y. JIANG: «Mathematical basis and validation of the full cavitation model», *Journal of Fluids Engineering*, 124 (2002), 617.

- [145] SINNAMON, J., D. LANCASTER, y J. STIENER: «An experimental and analytical study of engine fuel spray trajectories», *SAE Paper 800135*, (1980).
- [146] SIRIGNANO, W., y C. MEHRING: «Review of theory of distortion and disintegration of liquid streams», *Progress in Energy and Combustion Science*, 26 (2000), nº 4-6, 609–655.
- [147] SOARE, V.: *Phase doppler measurement in diesel dense sprays: optimisation of measurements and study of the orifice geometry influence over the spray at microscopic level*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2007.
- [148] SOM, S., A. RAMÍREZ, D. LONGMAN, y S. AGGARWAL: «Effect of nozzle orifice geometry on spray, combustion, and emission characteristics under diesel engine conditions», *Fuel*, 90 (2011), nº 3, 1267 – 1276.
- [149] SOTERIOU, C., R. ANDREWS, y M. SMITH: «Direct injection Diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization», *SAE Paper 950080*, (1995).
- [150] SOU, A.: «Liquid Jet Deformation Induced by Cavitation in Nozzles of Various Shapes», *SAE Paper 2009-24-0157*, (2009).
- [151] SOU, A., S. HOSOKAWA, y A. TOMIYAMA: «Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50 (2007), nº 17-18, 3575–3582.
- [152] SOU, A., A. TOMIYAMA, S. HOSOKAWA, S. NIGORIKAWA, y T. MAEDA: «Cavitation in a Two-Dimensional Nozzle and Liquid Jet Atomization», *JSME International Journal Series B*, 49 (2006), nº 4, 1253–1259.
- [153] SPALDING, D.: *Combustion and mass transfer*, Pergamon Press, 1979.
- [154] SRINIVASAN, V., A. SALAZAR, y K. SAITO: «Numerical simulation of cavitation dynamics using a cavitation-induced-momentum-defect (CIMD) correction approach», *Applied Mathematical Modelling*, 33 (2009), 1529–1559.
- [155] STERLING, A., y C. SLEICHER: «The instability of capillary jets», *Journal Of Fluid Mechanics*, 68 (1975), 477–495.
- [156] STUMPP, G., y M. RICCO: «Common Rail - An attractive fuel injection system for passenger car DI Diesel engines», *SAE Paper 960870*, (1996).

-
- [157] SUH, H., y C. LEE: «Effect of cavitation in nozzle orifice on the diesel fuel atomization characteristics», *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29 (4) (2008), 1001–1009.
- [158] TANNER, F.: «A cascade atomization and drop breakup model for the simulation of high-pressure liquid jets», *SAE Paper*, 2003-01-1044 (2003).
- [159] TANNER, F., A. FEIGL, S. CIATTI, C. POWELL, S.-K. CHEONG, J. LIU, y J. WANG: «Structure of high-velocity dense sprays in the near-nozzle region», *Atomization And Sprays*, 16 (2006), 579–597.
- [160] VORTMANN, C., G. SCHNERR, y S. SEELECKE: «Thermodynamic modeling and simulation of cavitating nozzle flow», *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24 (2003), 774–783.
- [161] WAKURI, Y., M. FUJII, T. AMITANI, y R. TSNUMEYA: «Studies of the penetration of a fuel spray in a Diesel Engine», *Bull. JSME*, 3 (1960), nº 9, 123–130.
- [162] WALLIS, G. B.: «One-dimensional two-phase flow», *McGraw-Hill*, (1969).
- [163] WALTHER, J.: *Quantitative Untersuchungen der Innenströmung in kavitierenden Dieseleinspritzdüsen*, Tesis Doctoral, TU Darmstadt, 2002.
- [164] WHITE, F.: *Fluid mechanics*, McGraw-Hill, 2004.
- [165] WINKLHOFFER, E., E. KULL, E. KELZ, y A. MOROZOV: «Comprehensive hydraulic and flow field documentation in model throttle experiments under cavitation conditions», *ILASS-Europe 2001, Zurich*, (2001).
- [166] WU, K., C. SU, R. STEINBERGER, D. SANTAVICCA, y F. BRACCO: «Measurements of the spray angle of atomizing jets», *Journal of fluids engineering*, 105 (1983), nº 4, 406–410.
- [167] XU, M., K. NISHIDA, y H. HIROYASU: «A Practical Calculation Method for Injection Pressure and Spray Penetration in Diesel Engines», *SAE Paper 920624*, (1992).
- [168] XU, Z., M. KIM, W. OH, J. GLIMM, S. R., X. LI, y C. TZANOS: «Atomization of a high-speed jet», en «American Physical Society, 58th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics», 2005.
- [169] YON, J.: *Jet diesel haute pression en champ proche et lointain : Etude par imagerie.*, Tesis Doctoral, UFR des Sciences de Rouen, 2003.

- [170] YUAN, W., y G. SCHNERR: «Numerical simulation of two-phase flow in injection nozzles: Interaction of cavitation and external jet formation», *Journal of fluids engineering*, 125 (2003), nº 6, 963–969.
- [171] YUE, Y., C. POWELL, R. POOLA, J. WANG, y J. SCHALLER: «Quantitative measurements of diesel fuel spray characteristics in the near-nozzle region using X-ray absorption», *Atomization And Sprays*, 11 (4) (2001), 471–490.

Apéndice

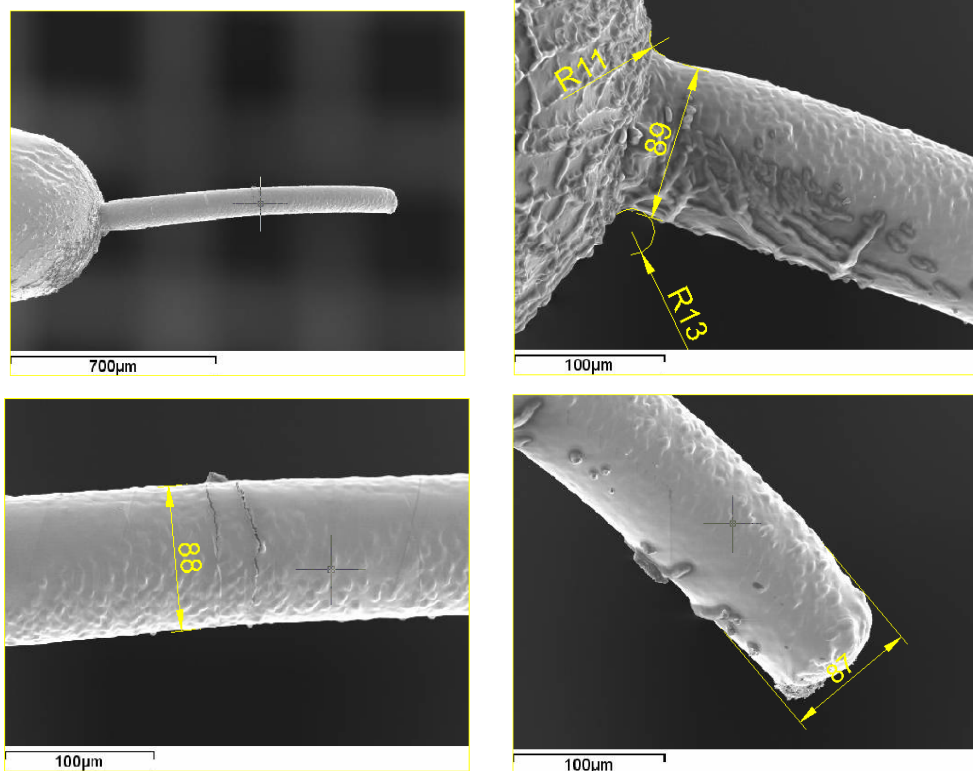
Apéndice A

Resultados de geometría interna

A continuación se presentan los resultados completos obtenidos mediante la técnica de los moldes silicona para las toberas empleadas en la presente Tesis. En concreto las toberas ensayadas son:

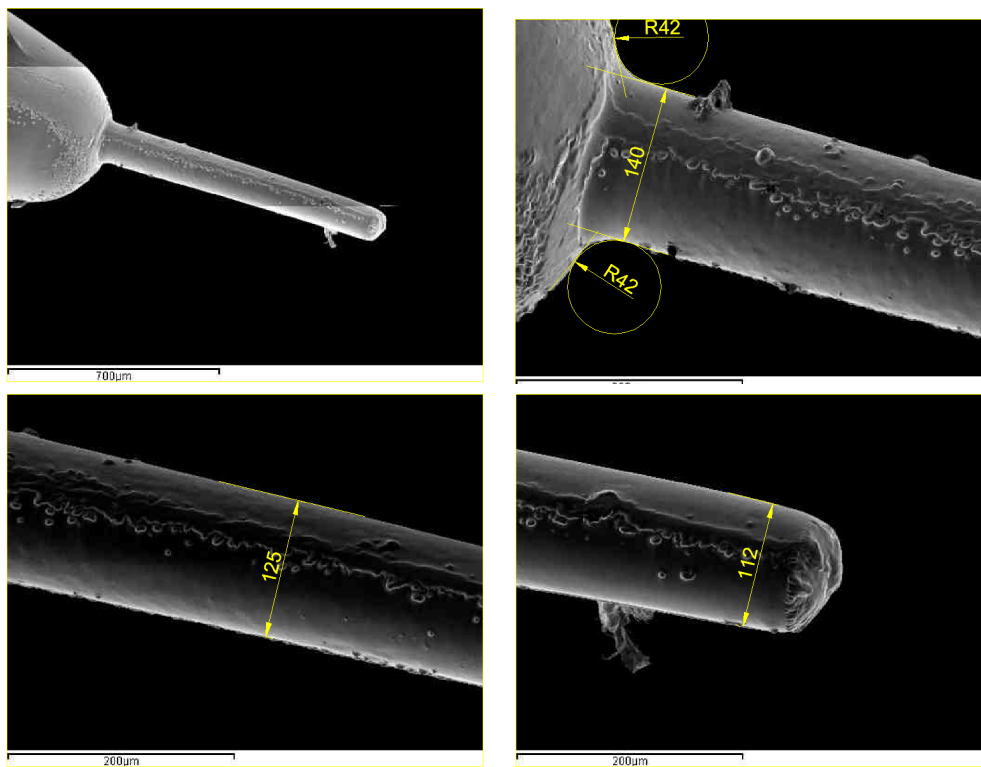
- Tobera T87.
- Tobera T112.
- Tobera T138.
- Tobera T156

Tobera T87



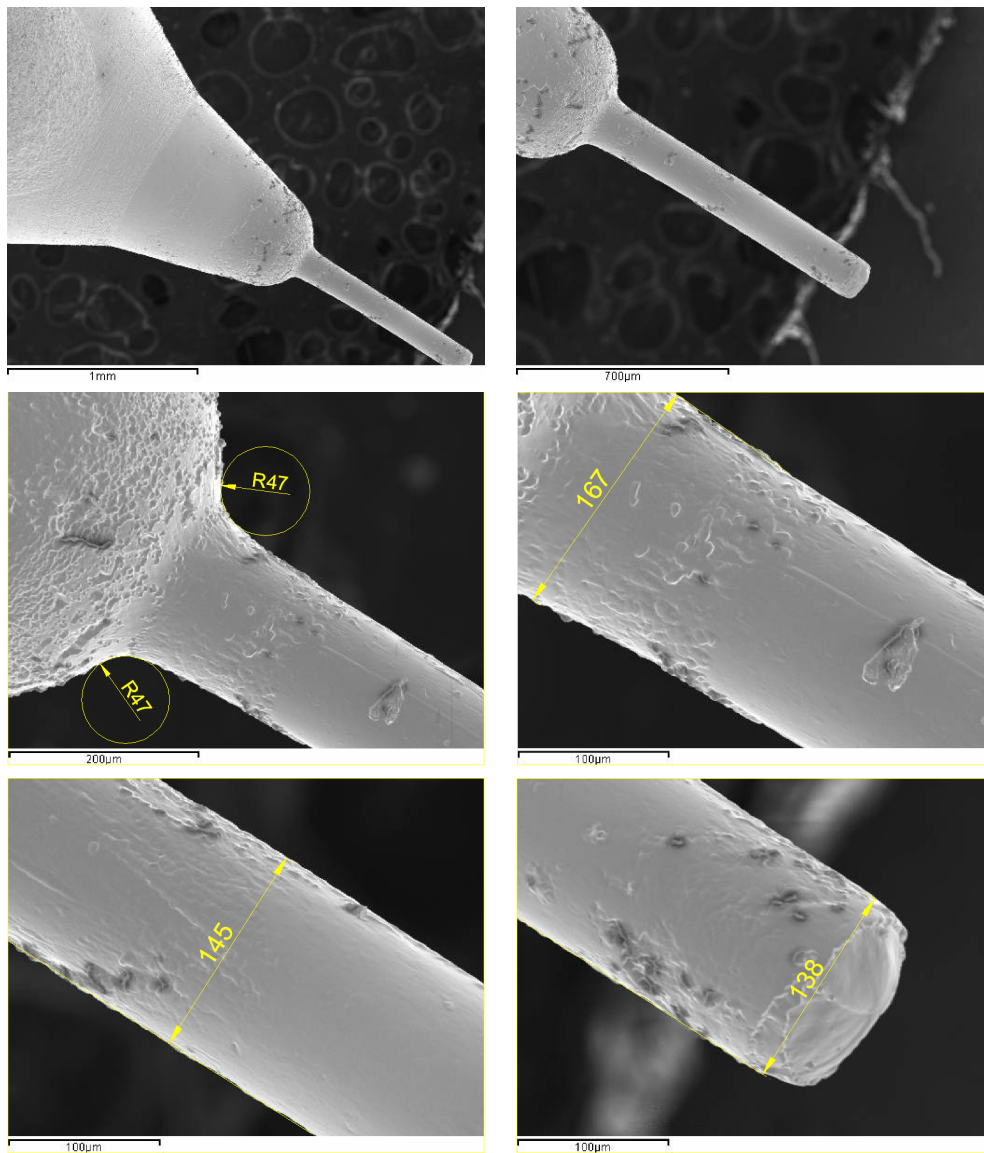
Tobera	r µm	D_e µm	D_m µm	D_o µm	k -factor -	AR %
A	12	89	88	87	0.2	4.5

Tobera T112



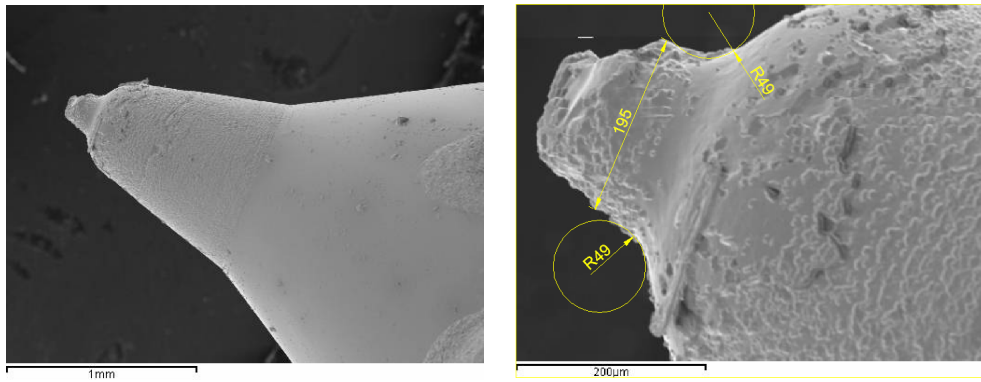
Tobera	r µm	D_e µm	D_m µm	D_o µm	k -factor -	AR %
A	42	140	125	112	2.8	36.0

Tobera T138



Tobera	r µm	D_e µm	D_m µm	D_o µm	k -factor -	AR %
B	47	167	145	138	2.9	31.7

Tobera T156



Tobera	r μm	D_e μm	D_m μm	D_o μm	k -factor -	AR %
C	49	195		156*	3.9	36.0

* Dato proveniente del fabricante de la tobera.