

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE VALÈNCIA  
DEPARTAMENTO DE MÁQUINAS Y MOTORES TÉRMICOS

---



ESTUDIO DEL FENÓMENO DE LA CAVITACIÓN EN LA  
INYECCIÓN DIESEL MEDIANTE LA VISUALIZACIÓN  
DEL FLUJO INTERNO EN ORIFICIOS  
TRANSPARENTES

TESIS DOCTORAL

Presentada por:

D. Oscar Hernando Venegas Pereira

Dirigida por:

Dr. D. Jaime Gimeno García

Valencia, abril de 2014



TESIS DOCTORAL

ESTUDIO DEL FENÓMENO DE LA CAVITACIÓN EN LA  
INYECCIÓN DIESEL MEDIANTE LA VISUALIZACIÓN DEL  
FLUJO INTERNO EN ORIFICIOS TRANSPARENTES

Presentada por

OSCAR HERNANDO VENEGAS PEREIRA

En el

DEPARTAMENTO DE MÁQUINAS Y MOTORES TÉRMICOS  
UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE VALÈNCIA

Para la obtención del grado de

DOCTOR INGENIERO INDUSTRIAL

Valencia, abril de 2014



## TESIS DOCTORAL

### ESTUDIO DEL FENÓMENO DE LA CAVITACIÓN EN LA INYECCIÓN DIESEL MEDIANTE LA VISUALIZACIÓN DEL FLUJO INTERNO EN ORIFICIOS TRANSPARENTES

Realizada por: D. Oscar Hernando Venegas Pereira  
Dirigida por: Dr. D. Jaime Gimeno García

#### TRIBUNAL CALIFICADOR:

Presidente: Dr. D. Jesús Vicente Benajes Calvo  
Secretario: Dr. D. Magín Lapuerta Amigo  
Vocal: Dr. D. Andrés Melgar

Vocal suplente:

Dr. D. Joaquín de la Morena

Valencia, abril de 2014



## Resumen

En el motor Diesel, uno de los temas que ha despertado gran interés en las últimas décadas es el sistema de inyección, debido a su influencia en los procesos de atomización y formación de la mezcla aire-combustible, los cuales repercuten directamente en las prestaciones y emisiones contaminantes del motor. Con el objetivo de disminuir la brecha científica en el conocimiento del comportamiento del flujo interno y del chorro a la salida del orificio se han llevado a cabo numerosos estudios, tanto teóricos como experimentales, así como de modelado fluidodinámico. 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 diseña y pone a punto un sistema para la visualización del flujo interno y el chorro utilizando toberas transparentes. Con este diseño, y con la aplicación de una técnica de visualización de alta resolución espacial, es posible establecer de forma más directa la relación entre las características del flujo en el interior de los orificios y la formación del chorro en sus primeros milímetros. Además, el sistema de visualización permite trabajar con diferentes geometrías y secciones de orificio (planas o cilíndricas), lo cual posibilita caracterizar la influencia de la geometría tanto en el flujo interno como en el chorro.

De esta manera, se ha analizado en primer lugar la influencia que tiene la geometría en la formación y desarrollo de la cavitación en el interior del orificio, así como su relación con el colapso del gasto másico. Para ello, se han utilizado diferentes geometrías de toberas planas transparentes con dimensiones cercanas a las reales. Como resultado de este estudio se ha podido observar que toberas con una sección de salida más grande son más propensas a cavitarse; también se ha observado que toberas con mayor longitud de orificio necesitan de condiciones más críticas para cavitarse y que el colapso del gasto másico se presenta en condiciones de supercavitación.

Una vez estudiada la influencia de la geometría en el comportamiento del flujo interno, se analiza la influencia que tiene la aparición y desarrollo de la cavitación en el interior de los orificios sobre la atomización y características del chorro. Como resultado de este estudio se pueden apreciar los diferentes regímenes de atomización y se puede ver que la cavitación hace que aumente de forma significativa tanto el ángulo de apertura del chorro en los primeros milímetros como las irregularidades del contorno del mismo, favoreciendo el proceso de atomización.

## Resum

En el motor dièsel, un dels temes que ha despertat gran interès en les últimes dècades és el sistema d'injecció, degut a la seua influència en els processos d'atomització i formació de la barreja aire-combustible, els quals repercutixen directament en les prestacions i emissions contaminants del motor. Amb l'objectiu de disminuir la bretxa científica en el coneiximent del comportament del flux intern i del l'esprai a l'eixida de l'orifici s'han dut a terme diversos estudis, tant teòrics com experimentals, així com de modelat fluidodinàmic. No obstant això, l'estudi del decorriment en l'interior de les toveres d'injecció, així com el seu efecte sobre l'atomització del combustible i el desenvolupament de l'esprai en les seues primeres etapes, mostra encara incerteses significatives, constituint un repte important per a la investigació en este camp.

En esta Tesi es dissenya i posa a punt un sistema per a la visualització del flux intern i l'esprai utilitzant toveres transparents. Amb este disseny, imitant l'aplicació d'una tècnica de visualització d'alta resolució espacial, és possible establir de forma més directa la relació entre les característiques del flux en l'interior dels orificis i formació de l'esprai en els seus primers mil·límetres. A més, el sistema de visualització permet treballar en diferents geometries i seccions d'orifici (planes o cilíndriques), la qual cosa possibilita caracteritzar la influència de la geometria tant en el decorriment intern com a l'esprai.

D'esta manera, s'ha analitzat en primer lloc la influència que té la geometria en la formació i desenvolupament de la cavitació en l'interior de l'orifici, així com la seua relació en el col·lapse del gast màssic. Per a això, s'han utilitzat diferents geometries de toveres planes transparents en dimensions properes a les reals. Com a resultat d'este estudi s'ha pogut observar que toveres amb una secció d'eixida més gran són més propenses a cavitatar; també s'ha observat que toveres amb major longitud d'orifici necessiten de condicions més crítiques per a cavitatar, i que el col·lapse del gast màssic es presenta en condicions de supercavitació.

Una vegada estudiada la influència de la geometria en el comportament del flux intern, s'analitza la influència que té l'aparició i desenvolupament de la cavitació en l'interior dels orificis sobre l'atomització i característiques de l'esprai. Com a resultat d'este estudi es poden apreciar els diferents règims d'atomització i es pot veure que la cavitació fa que augmenten de manera significativa tant l'angle d'apertura de l'esprai en els primers mil·límetres com les irregularitats del contorn del mateix, afavorint el procés d'atomització.

## Abstract

In the diesel engine, a topic that has arisen great interest in the last decades is the injection system, due to its influence on the processes of atomization and formation of the air-fuel mixture, which directly affect the performance and emissions of the engine. With the aim of reducing the scientific breakthrough on knowledge of the internal flow behavior and the spray behavior at the outlet of the hole have been numerous studies, both theoretical and experimental, and fluid dynamic modeling. However, the study of the flow inside the injection nozzles and their effect on the atomization of fuel spray development in its earliest stages, which still shows significant uncertainties, remain a major challenge for research in this field.

In this Thesis a system for visualization of internal flow and the spray using transparent nozzles is designed and developed. With this design, and implementing a visualization technique with high spatial resolution, it is possible to establish a more direct relationship between the flow characteristics inside the holes and the formation of the spray in their first millimeters. Furthermore, the visualization system can work with different geometries and hole sections (2D or cylindrical), which allows to characterize the influence of geometry both in the internal flow as the spray.

Thus, in the first place has been analyzed the influence of geometry on the formation and development of cavitation inside the orifice and its relationship with the mass flow collapse. For this purpose, different geometries of 2D transparent nozzles approaching actual dimensions have been used. As a result of this study it has been observed that nozzles with a larger outlet section are more likely to cavitate. It has also been observed that nozzles with orifice longer require more critical conditions to form cavitation and the mass flow collapse occurs in supercavitating conditions.

Once it has been studied the influence of geometry on the performance of the internal flow has been studied, the influence of the appearance and development of cavitation inside the holes on the atomization and spray characteristics is studied. As a result of this study different atomization regimes are appreciated and it can be seen that cavitation leads to a significant improvement of micro-spray cone angle, together with an increment of spray contour irregularities, which enhances the atomization process.



*A mis padres  
y mi hermana*



*A través de la vida nos vamos marcando metas y objetivos, los cuales se van cumpliendo con la dedicación y esfuerzo no solo personal sino de las personas que nos rodean. Por tal motivo, en este espacio quiero expresar mis más sinceros agradecimientos a todas aquellas personas que de una u otra manera me han ayudado a llegar a esta etapa de mi vida aportándome muchas cosas a nivel personal y profesional.*

*En primer lugar, quiero dar un especial agradecimiento a mi tutor y director Jaime Gimeno, por su dedicación, positivismo y gran habilidad para solucionar problemas, siempre con la serenidad y buena disposición que lo caracterizan. Su entusiasmo para cumplir los objetivos propuestos junto con la amistad y confianza que ha depositado en mí han sido fundamentales en el desarrollo de esta tesis.*

*Quiero agradecer al Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, principalmente a Francisco Payri y José María Desantes por haberme concedido ser parte de este prestigioso centro de investigación, permitiéndome disponer de los recursos técnicos, económicos y humanos para la consecución de mi Tesis doctoral.*

*Extiendo mi agradecimiento a Raúl Payri, por abrirme las puertas al Departamento y por su excelente labor como director en la línea de inyección, marcando siempre de forma clara y sensata las pautas que debemos seguir para llevar a buen término nuestros proyectos, abriéndonos camino en el mundo científico. Así mismo quiero agradecer por la amistad y buenos momentos vividos a todos mis compañeros de inyección, desde los más antiguos Julien, Joaquín, Javi y Gabriela, pasando por mis contemporáneos Jorge y el "parcero" Michele (grandísimo amigo e compagno di ufficio) hasta llegar a lo más nuevos JuanPa, Marcos, Pedro, David y Daniel quienes estoy seguro harán una gran labor. Por último, pero no menos importante, muchas gracias a José Enrique por su colaboración y sabiduría para llevar "viento en popa" las instalaciones del laboratorio de inyección, además de su amistad y buen sentido del humor, haciendo muy ameno el trabajo.*

*Quiero también agradecer a las personas más allegadas a mí. A mis padres, por el esfuerzo y dedicación que han puesto en mi formación siendo siempre un ejemplo a seguir; además de su confianza y libertad brindada para escoger mi propio camino acompañado de sus consejos. A mi hermana por estar siempre atenta de mí, animando y alegrando mi vida a pesar de la distancia; y al resto de mi familia quienes de alguna manera han contribuido en mi vida. Agradezco inmensamente a Luisa quien ha sido un gran apoyo a nivel personal subiendo mi ánimo y ayudándome siempre que ha sido necesario. También doy gracias a Leonardo Ramírez y Jorge Sánchez por estos años de amistad.*

*Finalmente, agradezco a todas aquellas personas que han pasado durante mi estancia por estos lares, quienes han hecho que mi vivir en Europa especialmente en Valencia sea inolvidable.*



---

# Índice general

---

Índice general	xv
Índice de figuras	xix
Índice de tablas	xxviii
Lista de símbolos	xxxi
<b>1 Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Justificación y objetivos . . . . .	1
1.2. Antecedentes . . . . .	3
1.3. Sobre esta tesis . . . . .	4
Referencias . . . . .	7
<b>2 Fundamentos sobre el proceso de inyección Diesel</b>	<b>11</b>
2.1. Introducción . . . . .	11
2.2. Sistemas de inyección Diesel . . . . .	12
2.2.1. Sistemas de inyección directa en motores Diesel . . . . .	13
2.2.2. El sistema common-rail . . . . .	15
2.3. Características del flujo interno . . . . .	22
2.3.1. Geometría de una tobera de inyección . . . . .	22
2.3.2. Morfología del flujo en toberas de inyección . . . . .	25
2.3.3. La turbulencia en orificios de inyección Diesel . . . . .	26
2.3.4. Caracterización hidráulica . . . . .	28
2.4. El fenómeno de la cavitación . . . . .	32
2.4.1. Estudios experimentales . . . . .	35
2.4.2. Estudios computacionales . . . . .	52

2.5. El chorro Diesel . . . . .	57
2.5.1. El proceso de atomización . . . . .	58
2.5.2. Caracterización del chorro Diesel . . . . .	67
Referencias . . . . .	76
<b>3 Técnicas y equipos experimentales</b>	<b>89</b>
3.1. Introducción . . . . .	89
3.2. Toberas transparentes . . . . .	90
3.2.1. Tipos de toberas . . . . .	90
3.2.2. Ventajas y desventajas de usar toberas planas . . . . .	91
3.3. Maqueta de micro-visualización . . . . .	94
3.3.1. Sistema de visualización del flujo interno . . . . .	95
3.3.2. Requerimientos y selección de las ventanas . . . . .	96
3.3.3. Estudio de esfuerzos y deformaciones del sistema de vi- sualización . . . . .	101
3.3.4. Procedimiento de montaje . . . . .	113
3.4. Determinación de la geometría de toberas . . . . .	124
3.4.1. Parámetros geométricos caracterizados . . . . .	125
3.4.2. Validación de la técnica . . . . .	127
3.5. Visualización del flujo interno y del chorro Diesel . . . . .	128
3.5.1. Configuración óptica . . . . .	129
3.5.2. Visualización del flujo interno y a la salida de la tobera .	133
3.5.3. Procesado de las imágenes . . . . .	137
3.6. Medida del gasto másico en flujo continuo . . . . .	139
3.6.1. Principio físico de la medida . . . . .	139
3.7. Geometrías utilizadas y plan de trabajo . . . . .	140
3.7.1. Pruebas preliminares . . . . .	140
3.7.2. Modelos definitivos y plan de ensayos . . . . .	144
3.A. Anexo: Procedimiento de cálculo para el estudio de cargas . . .	146
3.A.1. Estanqueidad en la junta superior . . . . .	146
3.A.2. Estanqueidad entre las láminas y las ventanas . . . . .	152
3.B. Anexo: Metodología detallada para el procesado del contorno de las imágenes . . . . .	155
3.B.1. Algoritmo para la detección del contorno . . . . .	155
3.B.2. Parámetros obtenidos de la visualización inyectando en combustible . . . . .	156
3.B.3. Parámetros obtenidos de la visualización usando aire co- mo fluido de descarga . . . . .	157
Referencias . . . . .	158

---

<b>4</b>	<b>Influencia de la cavitación en el flujo interno</b>	<b>161</b>
4.1.	Introducción . . . . .	161
4.2.	Pérdidas de carga . . . . .	163
4.3.	Caracterización hidráulica en estado estacionario . . . . .	165
4.3.1.	Influencia de la geometría en el gasto másico . . . . .	167
4.3.2.	Influencia de la geometría en el coeficiente de descarga .	174
4.3.3.	Conclusiones . . . . .	190
4.4.	Visualización de la cavitación . . . . .	190
4.4.1.	Modelo para predecir el comportamiento de los números de cavitación críticos . . . . .	199
4.4.2.	Caracterización de la cavitación en el interior del orificio	206
4.4.3.	Conclusiones . . . . .	224
4.5.	Influencia del combustible en el flujo interno . . . . .	225
4.5.1.	Caracterización hidráulica . . . . .	227
4.5.2.	Visualización en atmósfera líquida . . . . .	233
4.6.	Conclusiones . . . . .	238
	Referencias . . . . .	242
<b>5</b>	<b>Estudio del chorro Diesel en los primeros milímetros</b>	<b>245</b>
5.1.	Introducción . . . . .	245
5.2.	Evaluación del proceso de atomización . . . . .	246
5.2.1.	Visualización del chorro inyectando en aire . . . . .	247
5.3.	Influencia de la geometría y la cavitación en el chorro Diesel estacionario . . . . .	253
5.3.1.	Efecto sobre el micro-ángulo de apertura . . . . .	255
5.3.2.	Longitud de la zona no perturbada . . . . .	264
5.4.	Conclusiones . . . . .	270
	Referencias . . . . .	273
<b>6</b>	<b>Conclusiones y desarrollos futuros</b>	<b>275</b>
6.1.	Conclusiones . . . . .	275
6.2.	Desarrollos futuros . . . . .	283
	<b>Bibliografía</b>	<b>285</b>



---

# Índice de figuras

---

2.1. Esquema representativo de un motor Diesel de inyección directa e indirecta. . . . .	13
2.2. Esquema representativo de un sistema common-rail. . . . .	16
2.3. Componentes de un inyector solenoide de un sistema common-rail. . . . .	18
2.4. Válvula solenoide de un inyector common-rail. . . . .	19
2.5. Funcionamiento de un inyector common-rail. . . . .	20
2.6. Componentes de un inyector piezoeléctrico de un sistema common-rail. . . . .	21
2.7. Esquema de una tobera tipo saco y VCO. . . . .	23
2.8. Parámetros geométricos de un orificio de inyección. . . . .	23
2.9. Estructura del flujo en una tobera de inyección. a) Geometría axisimétrica. b) Tobera multiorificio. . . . .	26
2.10. Coeficiente de descarga en función del número de Reynolds. . . . .	29
2.11. Representación del flujo a la salida de la tobera. a. Situación real, b. situación equivalente. . . . .	31
2.12. Longitud ocupada por la cavitación en función de $CN$ . . . . .	34
2.13. Esquema del fenómeno de la cavitación en una tobera axisimétrica. . . . .	36
2.14. Colapso del gasto másico a diferentes presiones de raíl. . . . .	37
2.15. Evolución del coeficiente de descarga frente al número de cavitación. . . . .	39
2.16. Comparación de diversos resultados experimentales de coeficientes de descarga. . . . .	40
2.17. Evolución del área efectiva y el coeficiente de descarga. . . . .	41
2.18. Coeficientes adimensionales $C_a$ , $C_v$ , $C_d$ y $C_M$ . . . . .	42
2.19. Efectos de las características del flujo en la velocidad. . . . .	43
2.20. Modelo usado por Winklhofer <i>et al.</i> . . . . .	44

2.21. Similitud entre una tobera cilíndrica (izquierda) y una tobera plana (derecha). . . . .	45
2.22. Desarrollo de la cavitación observado por Mishra y Peles. . . . .	46
2.23. Imágenes del flujo interno y chorro en toberas 2D. . . . .	47
2.24. Comparación de la velocidad axial entre dos combustibles y dos patrones de flujo. . . . .	47
2.25. Clasificación del flujo cavitante. . . . .	48
2.26. Esquema de la formación de la asimetría del chorro. . . . .	49
2.27. Apariencia de la cavitación en forma de burbujas. . . . .	50
2.28. Cavitación en forma de vórtices. . . . .	50
2.29. Cavitación en forma de películas, láminas o bolsas de vapor. . . . .	51
2.30. Flujo interno cavitante y chorro en los primeros milímetros. . . . .	52
2.31. Burbujas de cavitación a la salida del orificio inyectando en atmósfera líquida. . . . .	53
2.32. Modelo de cavitación asociado con el gasto másico. . . . .	57
2.33. Esquema de los diferentes regímenes de atomización primaria. . . . .	60
2.34. Diagrama de Ohnesorge. . . . .	61
2.35. Esquema tridimensional del diagrama de Ohnesorge según Reitz. . . . .	62
2.36. Regímenes de atomización secundaria según Wierzba. . . . .	63
2.37. Influencia de la cavitación en el perfil de velocidades. . . . .	66
2.38. Estructura macroscópica de un chorro Diesel. . . . .	67
2.39. Evolución de la longitud de rotura en función de la velocidad del chorro. . . . .	74
2.40. Variación del ángulo superior e inferior en presencia de <i>string cavitation</i> . . . . .	75
2.41. Estructura interna de un chorro completo e incompleto. . . . .	75
3.1. Esquema de una tobera transparente cilíndrica. . . . .	91
3.2. Esquema de una tobera transparente cilíndrica. . . . .	91
3.3. Comparación entre la cavitación en una tobera cilíndrica (izquierda) y una tobera plana (derecha). . . . .	93
3.4. Esquema de la maqueta de micro-visualización. . . . .	94
3.5. Despiece de la tapa superior. . . . .	95
3.6. Despiece del portatobera. . . . .	96
3.7. Diagrama de flujo de la metodología para la concepción del sistema de visualización. . . . .	98
3.8. Elementos para el estudio de cargas. . . . .	103
3.9. Modelo de las fuerzas que actúan en el sistema. . . . .	104
3.10. $F_{av.tor}$ y $M_{t.nom.tor}$ en función de $p_i$ para los tornillos que sujetan el conjunto de visualización. . . . .	105

3.11. $F_{av.torp}$ y $M_{t.nom.torp}$ en función de $p_i$ para los tornillos del portatoberas.	106
3.12. Criterios de falla. . . . .	108
3.13. Esfuerzos y factores de seguridad en una ventana. . . . .	108
3.14. Deformaciones en el eje z de las ventanas y las láminas. . . . .	109
3.15. Esfuerzos y factores de seguridad en las láminas. . . . .	109
3.16. Esfuerzos y factores de seguridad en el protatoberas (parte roscada).	110
3.17. Esfuerzos y factores de seguridad en el protatoberas (parte no roscada). . . . .	110
3.18. Esfuerzos y factores de seguridad en los tornillos del protatoberas .	111
3.19. Esfuerzos y factores de seguridad en la tapa. . . . .	111
3.20. Esfuerzos y factores de seguridad en la junta superior. . . . .	112
3.21. Esfuerzos y factores de seguridad en una ventana. . . . .	112
3.22. Esfuerzos y factores de seguridad en las láminas. . . . .	113
3.23. Esfuerzos y factores de seguridad en la junta inferior. . . . .	113
3.24. Esfuerzos y factores de seguridad en la base. . . . .	114
3.25. Deformaciones en el eje x en la base. . . . .	114
3.26. Esfuerzos y factores de seguridad en los tornillos de la base. . . . .	115
3.27. Lámina observada en el microscopio. . . . .	116
3.28. Ubicación de las piezas en el portatoberas. . . . .	117
3.29. Aplicación silicona. a.Sin aplastar, b.Aplastada. . . . .	117
3.30. Ubicación de la galga de separación. . . . .	118
3.31. Silicona sobrante a retirar. . . . .	119
3.32. Imágenes obtenidas del microscopio. a.Vista lateral, b. Vista inferior.	120
3.33. Ubicación de las juntas inferiores en la base. . . . .	120
3.34. Silicona aplicada en la junta superior. a.Sin aplastar, b.Aplastada . .	121
3.35. Ubicación de la junta superior en la tobera. . . . .	121
3.36. Portatobera en el interior de la base. . . . .	122
3.37. Verificación de la alineación de la tobera. . . . .	122
3.38. Montaje de ejes y orden de apriete de los tornillos. . . . .	123
3.39. Imagen de una vista lateral de una de las láminas que forma el orificio obtenida con microscopio digital. . . . .	126
3.40. Vista lateral e inferior de una tobera plana transparente. . . . .	127
3.41. Imágenes usadas para la validación de las medidas con el microscopio. Microscopio (a), Micrómetro (b). . . . .	128
3.42. Esquema de la instalación utilizada para la visualización. . . . .	129
3.43. Configuraciones de Iluminación. Superior- <i>Flash</i> de Xenon (tiempo de exposición: 500 ns) Inferior- Led y Fresnel (tiempo de exposición: 300 ns). . . . .	131
3.44. Esquema del sistema de sincronización. . . . .	132

3.45. Esquema de la instalación utilizando combustible líquido como fluido de descarga. . . . .	134
3.46. Flujo de aire a través del sistema de visualización. . . . .	135
3.47. Esquema de la instalación utilizando aire presurizado como fluido de descarga. . . . .	136
3.48. Carrito de inyección. . . . .	137
3.49. Ejemplo de los contornos obtenidos a partir del procesado de las imágenes. . . . .	138
3.50. Fugas a través de las láminas. . . . .	141
3.51. Tobera simétrica y asimétrica. . . . .	142
3.52. Promedio de la fase vapor obtenida mediante OpenFOAM. . . . .	143
3.53. Esquema de los orificios para cada una de las toberas de estudio. . .	145
3.54. Fuerzas que actúan en cada elemento. . . . .	147
3.55. Ejemplo de zona seleccionada en la cual el chorro se comporta de forma lineal. . . . .	158
4.1. Montajes usados para determinar la pérdida de carga hasta la salida del canal de alimentación en las toberas planas (izquierda) y cilíndrica (derecha). . . . .	164
4.2. Pérdida de carga total ( $\Delta p_{\text{raíl-alimentación}}$ ) desde el raíl hasta la entrada del orificio en función del gasto másico y la sección del canal de alimentación. . . . .	165
4.3. Velocidad en el canal de alimentación, $u_{\text{canal}}$ . . . . .	166
4.4. Gasto másico de la Tobera $T1$ a diferentes $p_i$ y $p_b$ . . . . .	167
4.5. Gasto másico en función de la raíz de la diferencia de presiones. Toberas $T1$ , $T2$ , $T3$ , $T4$ y $T5$ . . . . .	168
4.6. Gasto másico en función de la raíz de la diferencia de presiones. Toberas $T6$ , $T7$ y $T8$ . . . . .	168
4.7. Número de cavitación crítico en función de la geometría de las toberas y la presión de inyección. Tanto el tamaño de las burbujas como el color representan el valor de $K_{\text{crit}}$ . . . . .	170
4.8. Número de cavitación crítico en función del ancho de la sección de salida. $p_i = 10$ MPa. . . . .	173
4.9. $C_d$ en función de $Re$ para la tobera $T1$ . . . . .	175
4.10. $C_d$ en función de $Re$ . . . . .	176
4.11. $C_d$ en función de $Re$ . . . . .	176
4.12. $C_d$ en función de $Re$ y $r_e$ . . . . .	177
4.13. $C_d$ en función de $Re$ y $L$ . . . . .	178
4.14. $C_d$ en función de $Re$ y $W_o$ . . . . .	179
4.15. $C_d$ en función de $Re$ y $D_h$ . . . . .	180

4.16.	$C_d$ en función de $K^{1/2}$ para la tobera $T1$ . . . . .	181
4.17.	$C_d$ en función de $K^{1/2}$ . . . . .	181
4.18.	Ajuste de la correlación (ecuación 4.5) con los datos experimentales.	183
4.19.	Gráfica de observados frente a predichos por la ecuación 4.5. . . . .	184
4.20.	Mapa de contornos de la influencia del ancho en el coeficiente de descarga. . . . .	184
4.21.	$C_d$ en función de $Re$ para diferentes anchos de tobera usando la correlación de la ecuación 4.5. $t=194\mu\text{m}$ . . . . .	185
4.22.	Gráfica de observados frente a predichos por la ecuación 4.9. . . . .	186
4.23.	Mapa de contornos de la influencia del ancho en el coeficiente de descarga en condiciones de colapso. . . . .	187
4.24.	Gasto másico en función de la raíz de la diferencia de presiones combinando las correlaciones de las ecuaciones 4.5 y 4.9. . . . .	187
4.25.	Puntos críticos de colapso del gasto másico para diferentes anchos de tobera. . . . .	188
4.26.	$KN$ en función de $Re$ para un ancho de tobera de $150\mu\text{m}$ a diferen- tes presiones de inyección. . . . .	189
4.27.	$KN$ en función de $Re$ para un ancho de tobera de $350\mu\text{m}$ a diferen- tes presiones de inyección. . . . .	189
4.28.	Ejemplo de imágenes obtenidas con la visualización en atmósfera líquida antes del procesado. Tobera $T1$ , $p_i = 7\text{MPa}$ . . . . .	191
4.29.	Detección de la cavitación incipiente y las burbujas a la salida. To- bera $T1$ , $p_i = 7\text{MPa}$ . . . . .	192
4.30.	Imagen original sin fondo. . . . .	193
4.31.	Obtención del contorno de las láminas que conforman el orificio. . . . .	193
4.32.	Obtención del contorno de la cavitación en el interior del orificio. . . . .	193
4.33.	Comparativo entre una imagen original y una imagen procesada. . . . .	194
4.34.	Evolución del flujo interno y a la salida de la tobera a diferentes números de Reynolds para la tobera $T4$ . . . . .	194
4.35.	Comparación de los números de cavitación críticos en condiciones de colapso, visualización de burbujas y cavitación incipiente. $p_i =$ $3\text{MPa}$ . . . . .	195
4.36.	Comparación de los números de cavitación críticos en condiciones de colapso, visualización de burbujas y cavitación incipiente. $p_i =$ $5\text{MPa}$ . . . . .	196
4.37.	Comparación de los números de cavitación críticos en condiciones de colapso, visualización de burbujas y cavitación incipiente. $p_i =$ $7\text{MPa}$ . . . . .	196

4.38. Comparación de los números de cavitación críticos en condiciones de colapso, visualización de burbujas y cavitación incipiente. $p_i = 10$ MPa . . . . .	197
4.39. Cavitación incipiente y burbujas a la salida para la tobera $T2$ . . . . .	197
4.40. Comparación entre las diferentes condiciones del flujo en el interior del orificio. Tobera $T1$ , $p_i = 10$ MPa. . . . .	198
4.41. $K_{crit}$ en función de $Re$ . . . . .	200
4.42. $C_d$ en función de $K^{1/2}$ a partir del modelo. . . . .	200
4.43. $C_d$ en función de $K_{crit,v}$ . . . . .	201
4.44. $C_d$ en función de $K_{crit,i}$ . . . . .	201
4.45. $K_{crit,v}$ en función de $Re$ . . . . .	202
4.46. $K_{crit,i}$ en función de $Re$ . . . . .	203
4.47. Comparación entre los números de cavitación críticos usando diferentes anchos de tobera y tres criterios diferentes: colapso, burbujas y cavitación incipiente. . . . .	204
4.48. Comparación entre los números de cavitación críticos para una tobera de $150\ \mu\text{m}$ y otra de $450\ \mu\text{m}$ . . . . .	205
4.49. Parámetros utilizados para caracterizar la cavitación. Longitud de cavitación, $L_c$ y ancho ocupado por la fase vapor $W_v$ . . . . .	207
4.50. Tobera $T1$ . $L_c/L$ promedio en función de $KN$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	208
4.51. Tobera $T1$ . $W_v/W_e$ promedio en función de $KN$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	209
4.52. Evolución de la cavitación para la Tobera $T1$ . $p_i = 10$ MPa. . . . .	210
4.53. Tobera $T2$ . $L_c/L$ promedio en función de $KN$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	210
4.54. Tobera $T2$ . $W_v/W_e$ promedio en función de $KN$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	211
4.55. Evolución de la cavitación para la Tobera $T2$ . $p_i = 10$ MPa. . . . .	211
4.56. Tobera $T3$ . $L_c/L$ promedio en función de $KN$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	212
4.57. Tobera $T3$ . $W_v/W_e$ promedio en función de $KN$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	212
4.58. Evolución de la cavitación para la Tobera $T3$ . $p_i = 10$ MPa. . . . .	213
4.59. Tobera $T4$ . $L_c/L$ promedio en función de $KN$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	214
4.60. Tobera $T4$ . $W_v/W_e$ promedio en función de $KN$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	214
4.61. Evolución de la cavitación para la Tobera $T4$ . $p_i = 10$ MPa. . . . .	215

4.62. Hipótesis de la aparición de la cavitación en la sección transversal del orificio. . . . .	215
4.63. Perfil de la cavitación a la salida de la tobera <i>T4</i> simulando en flujo interno en OpenFOAM. $p_i = 10$ MPa, $p_b = 0.2$ MPa. . . . .	216
4.64. Tobera <i>T5</i> . $L_c/L$ promedio en función de $KN$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	217
4.65. Tobera <i>T5</i> . $W_v/W_e$ promedio en función de $KN$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	217
4.66. Evolución de la cavitación para la Tobera <i>T5</i> . $p_i = 10$ MPa. . . . .	218
4.67. Tobera <i>T6</i> . $L_c/L$ promedio en función de $KN$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	218
4.68. Tobera <i>T6</i> . $W_v/W_e$ promedio en función de $KN$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	219
4.69. Evolución de la cavitación para la Tobera <i>T6</i> . $p_i = 10$ MPa. . . . .	219
4.70. Tobera <i>T7</i> . $L_c/L$ promedio en función de $KN$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	220
4.71. Tobera <i>T7</i> . $W_v/W_e$ promedio en función de $KN$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	220
4.72. Evolución de la cavitación para la Tobera <i>T7</i> . $p_i = 10$ MPa. . . . .	221
4.73. $L_c/L$ promedio en función de $KN$ . $p_i = 10$ MPa . . . . .	221
4.74. $W_v$ promedio en función de $KN$ . $p_i = 10$ MPa. . . . .	222
4.75. Comparativo de la evolución absoluta de $L_c$ entre las toberas <i>T1</i> y <i>T3</i> . $p_i = 10$ MPa . . . . .	223
4.76. $W_v$ máximo estable en función de $D_h$ . $p_i = 10$ MPa. . . . .	224
4.77. Zonas de cavitación formadas en la tobera cilíndrica ( <i>T8</i> ). . . . .	225
4.78. Vista inferior (izquierda) y vista lateral (derecha) de la tobera <i>T8</i> obtenida en el microscopio. . . . .	226
4.79. Gasto másico en función de la raíz de la diferencia de presiones para la tobera <i>T8</i> . $p_i = 4$ MPa . . . . .	227
4.80. $C_d$ en función de $Re$ para la tobera <i>T8</i> . $p_i = 4$ MPa . . . . .	229
4.81. $C_d$ en función de $K^{1/2}$ para la tobera <i>T8</i> . $p_i = 4$ MPa . . . . .	230
4.82. Influencia de la caída de presión y de la presión de vapor en el número de cavitación. . . . .	231
4.83. $C_d$ en función de la viscosidad para dos densidades diferentes. $p_i = 4$ MPa . . . . .	232
4.84. Mapa de contorno de $K_{crit}$ en función de la densidad, $\rho_f$ y viscosidad del combustible, $\nu_f$ . $p_i = 4$ MPa . . . . .	233
4.85. Ejemplo de imagen sin procesar de la tobera cilíndrica inyectando gasoil comercial. . . . .	234
4.86. Imágenes de cavitación incipiente para cada combustible. $p_i = 4$ MPa. . . . .	235

4.87. Evolución de la cavitación usando gasoil comercial. $p_i = 4$ MPa. . . .	236
4.88. $K$ en función de $Re$ para todos los combustibles y tres criterios críticos: colapso másico, burbujas en la salida y cavitación incipiente. .	237
5.1. Regímenes de atomización primaria para cada tobera. . . . .	246
5.2. Estructura del chorro en régimen inducido para la tobera $T1$ . . . . .	248
5.3. Estructura del chorro en régimen inducido para la tobera $T2$ . . . . .	249
5.4. Estructura del chorro en régimen inducido para la tobera $T3$ . . . . .	250
5.5. Estructura del chorro en régimen inducido para la tobera $T4$ . . . . .	250
5.6. Estructura del chorro en régimen inducido para la tobera $T5$ . . . . .	251
5.7. Estructura del chorro en régimen inducido para la tobera $T6$ . . . . .	252
5.8. Regímenes de atomización obtenidos con la tobera $T4$ . . . . .	253
5.9. Esquema de la estructura de un chorro estacionario. . . . .	253
5.10. Imagen promedio del chorro para la tobera $T4$ . $p_i = 5$ MPa, $p_b = 1.75$ MPa. . . . .	254
5.11. Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera $T1$ . $p_i = 3$ MPa. . . . .	256
5.12. Contornos del chorro de las 50 repeticiones para una misma condición. . . . .	257
5.13. Comparación entre la dispersión del micro-ángulo de apertura en régimen inducido y en régimen de atomización para la tobera $T1$ . $p_i = 3$ MPa. . . . .	257
5.14. Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera $T1$ . $p_i = 5$ MPa. . . . .	258
5.15. Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera $T1$ . $p_i = 7$ MPa. . . . .	258
5.16. Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera $T1$ . $p_i = 10$ MPa. . . . .	259
5.17. Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera $T2$ . . . . .	260
5.18. Comparación entre la dispersión del micro-ángulo de apertura entre la tobera $T1$ y la tobera $T2$ . $p_i = 3$ MPa. . . . .	260
5.19. Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera $T3$ . . . . .	261
5.20. Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera $T4$ . . . . .	262
5.21. Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera $T5$ . . . . .	264
5.22. Determinación de la longitud no perturbada ( $L_p$ ) a partir de la variación del ancho del chorro. . . . .	265

---

5.23. Longitud no perturbada de la tobera $T1$ en función del número de cavitación $K$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	266
5.24. Longitud no perturbada de la tobera $T1$ en función del número de Reynolds a diferentes presiones de inyección. . . . .	267
5.25. Longitud no perturbada de la tobera $T2$ en función del número de Reynolds a diferentes presiones de inyección. . . . .	267
5.26. Relación $L_p/D_h$ en función de $Re$ para las toberas $T1$ y $T2$ . $p_i = 3$ MPa.	268
5.27. Longitud no perturbada de la tobera $T3$ en función del número de Reynolds a diferentes presiones de inyección. . . . .	269
5.28. Relación $L_p/D_h$ en función de $Re$ para las toberas $T1$ y $T3$ . $p_i = 3$ MPa.	269
5.29. Longitud no perturbada de la tobera $T4$ en función del número de Reynolds a diferentes presiones de inyección. . . . .	270
5.30. Relación $L_p/D_h$ en función de $Re$ para las toberas $T1$ y $T4$ . $p_i = 3$ MPa.	271

---

# Índice de tablas

---

2.1. Valores típicos geométricos y de operación en toberas de inyección Diesel. . . . .	24
2.2. Expresiones de $C_d$ en función de $Re$ usadas en la literatura. . . . .	30
2.3. Números de Weber para los distintos regímenes de atomización secundaria. . . . .	64
3.1. Principales características del metacrilato y el cuarzo. . . . .	99
3.2. Materiales usados en las piezas del sistema de visualización. . . . .	115
3.3. Características de la lente biconvexa. . . . .	131
3.4. Distancias correspondientes a las configuraciones ópticas utilizadas. . . . .	133
3.5. Parámetros geométricos de las toberas transparentes utilizadas. $k\text{-factor} = 0$ . . . . .	144
4.1. Números de cavitación críticos a diferentes presiones de inyección. . . . .	169
4.2. Valores estimados e intervalos de confianza para la correlación del coeficiente de descarga en función del número de Reynolds. $R^2 = 95.15\%$ . . . . .	183
4.3. Valores estimados e intervalos de confianza para la correlación del coeficiente de descarga en función del número de cavitación. $R^2 = 94.89\%$ . . . . .	186
4.4. $K_{crit,i}$ y $K_{crit,v}$ a diferentes presiones de inyección. . . . .	195
4.5. Valores estimados e intervalos de confianza para la correlación $C_d$ en función de $K_{crit,v}$ . $R^2 = 96.64\%$ . . . . .	203
4.6. Valores estimados e intervalos de confianza para la correlación $C_d$ en función de $K_{crit,i}$ . $R^2 = 97.79\%$ . . . . .	203
4.7. Densidad, viscosidad, presión de vapor e índice de refracción de los combustibles utilizados. . . . .	226

---

4.8. Condiciones críticas de colapso de gasto másico para la tobera T8. .	228
4.9. Valores estimados e intervalos de confianza de la correlación del coeficiente de descarga en función del número de Reynolds para la tobera T8. $R^2 = 91.58\%$ . . . . .	229
4.10. Valores estimados e intervalos de confianza de la correlación del coeficiente de descarga en función del número de cavitación para la tobera T8. $R^2 = 94.24\%$ . . . . .	229
4.11. Números de cavitación críticos usando diferentes criterios. . . . .	237



---

# Lista de símbolos

---

## Griegos

- $\Delta p$  Diferencia entre la presión de inyección y la presión de descarga.
- $\Delta p_{sing}$  Pérdida de carga a través de una determinada singularidad.
- $\Delta p_{total}$  Pérdida de carga total.
- $\delta$  Deformación lineal.
- $\mu$  Coeficiente de fricción.
- $\mu(k)$  Nivel de intensidad medio existente en la clase  $C_1$ .
- $\mu_T$  Nivel de intensidad medio existente en una imagen.
- $\nu_f$  Viscosidad cinemática del combustible.
- $\omega(k)$  Valor de la probabilidad asociada a la clase  $C_1$ .
- $\phi$  Diámetro de una gota.
- $\rho$  Densidad.
- $\rho_a$  Densidad del gas de descarga.
- $\rho_f$  Densidad del combustible.
- $\sigma$  Tensión superficial del combustible.
- $\sigma_B^2$  Varianza entre las clases  $C_1$  y  $C_2$ .
- $\tau$  Tiempo.
- $\theta$  Ángulo de apertura del chorro.
- $\theta_{m,inf}$  Micro-ángulo de apertura inferior del chorro.
- $\theta_{m,sup}$  Micro-ángulo de apertura superior del chorro.
- $\theta_m$  Micro-ángulo de apertura del chorro.
- $\xi$  Coeficiente de pérdidas.

**Latinos**

$a^*$	Constante para el cálculo el diámetro medio de gotas.
$A_c$	Área disponible para el paso del flujo en la sección contraída.
$A_e$	Área geométrica a la entrada del orificio de descarga.
$A_o$	Área geométrica a la salida del orificio de descarga.
$AR$	Reducción de área.
$A_{ef}$	Área efectiva de salida del combustible.
$b^*$	Constante para el cálculo el diámetro medio de gotas.
$C_1$	Conjunto de píxeles de una imagen correspondientes a la zona de vapor ó el chorro.
$C_2$	Conjunto de píxeles de una imagen correspondientes al fondo de la misma.
$C_{dmax}$	Coefficiente de descarga máximo asintótico.
$C_a$	Coefficiente de área.
$C_c$	Coefficiente de contracción debido a la cavitación.
$C_d$	Coefficiente de descarga.
$C_M$	Coefficiente de momento.
$C_v$	Coefficiente de velocidad.
$g$	Constante de gravedad de la tierra (9.81 m/s).
$Dm$	Difusividad másica.
$D$	Diámetro.
$D_{ef}$	Diámetro efectivo del orificio.
$D_e$	Diámetro de entrada del orificio.
$D_h$	Diámetro hidráulico.
$D_o$	Diámetro de salida del orificio.
$ET$	Tiempo de excitación del inyector.
$E_v$	Entrada al volúmen de control.
$f$	Distancia focal de la lente biconvexa.
$F_{av}$	Fuerza media.
$F_{ba}$	Fuerza aplicada en la base.
$F_{I0}$	Fuerza aplicada en el montaje.
$F_{I1}$	Fuerza aplicada en la condición <i>I1</i> .
$F_{I2}$	Fuerza aplicada en la condición <i>I2</i> .
$F_{inf}$	Fuerza aplicada en la junta inferior.

---

$F_{sup}$	Fuerza aplicada en la junta superior.
$F_{ta}$	Fuerza aplicada en la tapa.
$F_{tob}$	Fuerza aplicada en la tobera.
$F_{tor}$	Fuerza aplicada en los tornillos.
$F_c$	Fuerza debida a la contrapresión.
$F_p$	Fuerza debida a la presión de inyección.
$I0$	Condición de montaje.
$I1$	Condición de montaje a máxima presión de inyección y sin contrapresión.
$I2$	Condición de montaje a máxima presión de inyección y máxima contrapresión.
$i$	Contador que marca cada uno de los niveles de intensidad existentes en la imagen.
$k$ -factor	Factor de conicidad del orificio.
$KN$	Número de cavitación. Inverso de $K$ .
$K$	Número de cavitación.
$K_{crit,i}$	Número de cavitación para el cual aparece por primera vez la cavitación en el interior del orificio
$K_{crit,v}$	Número de cavitación para el cual aparecen las primeras burbujas de cavitación en la descarga
$K_{crit}$	Número de cavitación donde se presenta el colapso del gasto másico.
$lf$	Levantamiento de la aguja.
$L$	Longitud del orificio.
$L_b$	Longitud de rotura del chorro.
$L_c$	Longitud desarrollada de la cavitación.
$L_e$	Longitud de entrada hasta alcanzar el flujo totalmente desarrollado.
$L_m$	Longitud del origen del micro-ángulo de apertura respecto a la salida del orificio.
$L_p$	Longitud de la zona no perturbada del chorro.
$L_s$	Longitud del origen del ángulo de apertura respecto a la salida del orificio.
$\dot{m}_B$	Gasto másico predicho por la ecuación de Bernoulli.
$\dot{m}_f$	Gasto másico de combustible suministrado por la tobera.
$m$	Masa.
$M_t$	Par de apriete.

$\dot{M}_f$	Flujo de cantidad de movimiento del chorro.
$N_g$	Número de gotas.
$N$	Número total de píxeles existentes en una imagen.
$n_{tor}$	Número de tornillos.
$n_i$	Número de píxeles que tienen un nivel de intensidad $i$ .
$Oh$	Número de Ohnesorge.
$p$	Presión.
$p_{bcrit,i}$	Presión de descarga en la que aparece por primera vez la cavitación en el interior del orificio
$p_{bcrit,v}$	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
$p_b$	Presión de descarga.
$p_i$	Presión de inyección.
$P_o$	Perímetro de la sección de salida de la tobera
$p_v$	Presión de vapor.
$Q_{max}$	Compresión máxima admisible.
$Q_{min}$	Compresión mínima necesaria en la junta de estanqueidad.
$Q_I/p$	Compresión media efectiva requerida en la junta en la condición de carga I.
$R$	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.
$Re$	Número de Reynolds.
$Re_t$	Número de Reynolds teórico.
$Sc$	Número de Schmidt.
$S$	Penetración del chorro.
$S_1$	Distancia entre el plano de enfoque y la lente.
$S_2$	Distancia entre la lente y el sensor CCD.
$S_v$	Salida del volúmen de control.
$th$	Umbral que marca la frontera entre las clases $C_1$ y $C_2$ .
$T$	Temperatura.
$t$	Profundidad del orificio en toberas planas.
$u(x, r)$	Velocidad local del chorro.
$u_{ef}$	Velocidad efectiva de salida del combustible.

---

$u_B$	Velocidad de salida del combustible predicha por la ecuación de Bernoulli.
$u_c$	Velocidad en la vena contracta.
$u_i$	Velocidad aguas arriba de los orificios.
$u_m$	Velocidad media.
$u_o$	Velocidad de salida del combustible.
$u_{eje}(x)$	Velocidad en el eje del chorro en la posición axial $x$ .
$We$	Número de Weber.
$We_g$	Número de Weber relativo al gas de descarga.
$W_{v,max}$	Ancho de vapor máximo estabilizado.
$W_e$	Ancho a la entrada de la tobera (toberas planas).
$W_o$	Ancho a la salida de la tobera (toberas planas).
$W_v$	Ancho ocupado por la cavitación.
$x$	Coordenada axial del chorro respecto al orificio de salida.
$x_1$	Posición axial del primer píxel a la salida de la tobera.
$x_{n-1}$	Posición axial hasta donde llega $L_p$ .
$x_n$	Posición axial donde el ancho del chorro supera el 1% del ancho en $x_{n-1}$ .
$z$	Altura del fluido al aplicar la ecuación de Bernoulli.



# Capítulo 1

---

## Introducción

---

### 1.1. Justificación y objetivos

Uno de los mayores desafíos, en los últimos años, en el ámbito de los motores Diesel es la reducción del consumo de combustible y emisiones contaminantes. En este sentido, muchos de los logros y avances conseguidos para tal fin se han enfocado en entender el comportamiento del flujo interno y mejorar cada vez más los procesos de atomización y formación de la mezcla aire-combustible, los cuales determinan en gran medida el posterior desarrollo de la combustión. Por ello, continuamente surgen modificaciones o nuevas condiciones de operación de los sistemas de inyección, lo que se traduce en motores más eficientes y con un menor impacto medioambiental.

Precisamente, para la mejora de la atomización del chorro y del proceso de mezcla, los actuales motores Diesel emplean presiones de inyección elevadas, llegando incluso a superar los 200 MPa. El hecho de utilizar presiones tan elevadas, favorece la aparición de la cavitación en el interior de las toberas de inyección. Este fenómeno, considerado perjudicial en bombas y otras máquinas hidráulicas por el deterioro producido en las piezas debido a la erosión por cavitación, en el campo de los motores Diesel resulta favorable, puesto que provoca durante el proceso de inyección un aumento del ángulo de apertura del chorro a la salida de la tobera, mejorando el proceso de mezcla entre el combustible y el aire [1-3]. Además, la aparición de estas burbujas de vapor conllevan a aumentar la velocidad del fluido debido a la reducción de la fricción con las paredes [4] y a la disminución de la sección efectiva para el paso de combustible en estado líquido [4, 5].

Sin embargo, llevar a cabo estudios experimentales de la cavitación en toberas de inyección Diesel resulta realmente difícil. Esta complejidad es debida principalmente a los siguientes factores:

- *Las pequeñas dimensiones de los orificios.* Éstos suelen tener longitudes en torno al milímetro y diámetros a la salida que rondan las 100  $\mu\text{m}$ .
- *La elevada velocidad del flujo.* Debido a la alta presión aguas arriba y la restricción que tiene el fluido al pasar por el orificio, la velocidad se incrementa llegando a varios cientos de metros por segundo en condiciones reales de funcionamiento; lo cual favorece los procesos de atomización y mezcla aire-combustible una vez el chorro es descargado en el interior de la cámara.
- *Proceso de inyección transitorio.* El proceso de inyección en condiciones reales es en muchas ocasiones considerablemente transitorio, con duraciones de inyección generalmente del orden de milisegundos 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.

A pesar de estas dificultades, se han llevado a cabo algunos estudios experimentales del comportamiento del flujo interno en condiciones cavitantes en diferentes modelos de toberas transparentes simplificadas. No obstante, la mayoría de estos modelos son modelos a gran escala, obteniendo estructuras de cavitación diferentes a los que se presentan en un inyector Diesel real. Otros estudios, aunque muy pocos, han usado modelos de toberas transparentes a escala real (planas y cilíndricas) observando cómo se desarrolla la cavitación en el interior del orificio. Sin embargo, resulta interesante además de observar la formación y desarrollo de la cavitación, conocer la influencia que tienen la geometría tanto en el comportamiento del flujo interno como en formación de la cavitación y a su vez cómo esta última influye en la atomización y el desarrollo del chorro.

Así, el propósito de la presente Tesis es lograr profundizar y dar explicación a los diversos fenómenos asociados a la cavitación en toberas de inyección Diesel. Para ello se diseña y pone en marcha un sistema de visualización de orificios transparentes que permitirá observar el flujo en el interior del orificio y el chorro a la salida del mismo usando toberas con dimensiones cercanas a las utilizadas en un sistema de inyección Diesel actual.

Para la visualización tanto del flujo interno como del chorro, en el presente trabajo se utilizará una técnica de visualización a alta resolución para tratar

de relacionar las características del flujo interno con el comportamiento del chorro en los primeros milímetros a la salida de la tobera. El flujo interno será estudiado a partir de la caracterización hidráulica midiendo el gasto másico de combustible en condiciones estacionarias e inyectando en una atmósfera líquida. De forma simultánea, se caracterizará la cavitación visualizando el flujo en el interior del orificio y las burbujas de vapor de combustible a la salida del orificio a diferentes condiciones de inyección.

Posteriormente, usando una tobera transparente cilíndrica, se estudiará la influencia que tiene usar diferentes combustibles en la formación de la cavitación, realizando ensayos simultáneos de caracterización hidráulica y de visualización del flujo interno; determinando así los puntos críticos cuando el gasto másico colapsa y cuando la cavitación aparece por primera vez.

Finalmente, usando algunas de las toberas previamente caracterizadas hidráulicamente y aplicando la misma técnica de visualización, se inyectará en una atmósfera gaseosa para establecer la influencia que tiene la cavitación sobre el proceso de atomización y la estructura del chorro en los primeros milímetros.

## 1.2. Antecedentes

Dada la gran importancia del estudio del proceso de inyección en el comportamiento global del motor Diesel, el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la Universitat Politècnica de València a través de los años ha adquirido una amplia experiencia científica en este campo, en lo que se refiere tanto al comportamiento hidráulico del conjunto inyector-tobera [6-10] como al estudio teórico-experimental del chorro Diesel [11-19] y sus implicaciones sobre el proceso de combustión [20-23].

De estos estudios, existen tres que son considerados claros antecedentes del trabajo desarrollado en esta Tesis. El primero de ellos es el elaborado por Salvador [7] titulado «*Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección Diesel 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 del uso de un diseño de experimentos de tipo Taguchi.

El segundo estudio considerado como base para la presente Tesis es el desarrollado por De la Morena [19], que lleva por título «*Estudio de la influencia de las características del flujo interno en toberas sobre el proceso de inyección Diesel en campo próximo*». En este trabajo se utiliza una técnica de visualización de alta resolución espacial para conocer el comportamiento del chorro en los primeros milímetros tanto en condiciones cavitantes como no cavitantes. Con ello, se ha logrado estudiar la influencia de la cavitación en la estructura del chorro caracterizando las oscilaciones del contorno. Además, observó como el ángulo macroscópico del chorro aumentaba con la aparición de burbujas de cavitación a la salida del orificio.

El tercer trabajo tomado como referente es el estudio realizado por Martínez [10] titulado «*Estudio computacional de la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno y el fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel*». En su Tesis, Martínez ha realizado una minuciosa puesta a punto del modelo de cavitación implementado en OpenFOAM [24] logrando así predecir el comportamiento del fluido y la aparición de la cavitación. Adicionalmente, ha estudiado la influencia de la aguja en la zona donde se forma la cavitación, concluyendo que para grandes levantamientos de aguja, el combustible en fase vapor se desarrolla a lo largo de la pared superior del orificio; mientras que para pequeños levantamientos de la aguja, la cavitación se desarrolla en el asiento de la aguja y a lo largo de la pared inferior del orificio.

### 1.3. Sobre esta tesis

En esta Tesis se pretende estudiar la influencia de la cavitación en el comportamiento del flujo interno y cómo ésta repercute en la atomización y desarrollo del chorro Diesel en los primeros milímetros a la salida de la tobera. En este sentido, se ha diseñado un sistema que permita la visualización del flujo interno usando toberas transparentes. Adicionalmente, se utilizará una serie de herramientas que permitirán estudiar de forma detallada tanto el comportamiento hidráulico del sistema de inyección como la estructura del flujo interno y del chorro formado a la salida del orificio en condiciones cavitantes y no cavitantes. Dentro de estas técnicas se encuentran: la técnica de visualización a alta resolución, que permite visualizar adecuadamente tanto el flujo en el interior del orificio como el chorro a la salida de forma simultánea y la caracterización hidráulica de las diferentes toberas.

Con el objetivo de facilitar la comprensión y seguimiento del trabajo realizado en la presente Tesis, así como de los resultados derivados de la misma, se ha dividido el documento en 6 capítulos.

Una vez establecidos los objetivos y antecedentes de la Tesis en el presente capítulo, en el **capítulo 2** se da paso a la revisión bibliográfica, donde se mostrará un resumen de los aspectos más importantes en la inyección Diesel relacionados con la presente Tesis. 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 Diesel, dando a conocer como es la morfología del flujo en toberas de inyección definiendo los coeficientes adimensionales útiles para analizar el flujo a la salida del orificio y poder establecer la influencia que tienen las condiciones de inyección sobre ellos. A continuación se describe en detalle el fenómeno de la cavitación mostrando los estudios experimentales y computacionales más representativos en el campo de inyección Diesel, haciendo énfasis en el uso de toberas transparentes. Posteriormente se detallará el estado del arte acerca del proceso de atomización en chorros Diesel, así como del comportamiento global del chorro.

En el **capítulo 3** se describirán las técnicas experimentales utilizadas a lo largo de la Tesis y cómo se lleva a cabo la materialización del sistema de visualización. En primer lugar se describe la maqueta de micro-visualización, prestando especial atención al sistema de visualización del flujo interno en toberas transparentes (acoplado en la parte superior de la maqueta), mostrando el proceso de diseño y la metodología seguida para la concepción de las diferentes piezas que lo componen. Luego se introducirá la metodología seguida para la determinación de la geometría interna de las toberas a partir de la obtención de imágenes usando un microscopio digital y del uso de un micrómetro. A continuación se describe la técnica de visualización de alta resolución, la cual se basa en la utilización de una lente biconvexa que permite aumentar el grado de magnificación de las imágenes. Para detectar la cavitación y el chorro a la salida de la tobera 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:

- Visualizar la cavitación en el interior del orificio y a la salida del orificio. Consiste en inyectar en una atmósfera líquida de combustible presurizado (mismo combustible inyectado) hasta la presión de descarga deseada. Una vez que se produce la cavitación, la diferencia de índices de refracción entre la fase líquida y la fase vapor, permite detectar la zona ocupada

por las burbujas de cavitación tanto en el interior del orificio como a la salida de la tobera usando una alta resolución espacial.

- Visualizar el chorro en los primeros milímetros a la salida de la tobera. Se inyecta sobre la maqueta llena con aire presurizado, reproduciendo las condiciones de presión y densidad existentes en una cámara de combustión real. Así, usando la misma resolución en la toma de las imágenes, se obtienen diversos aspectos de la atomización del combustible y la estructura del chorro en sus primeros milímetros.

Posteriormente se describe el principio físico de la medida del gasto másico en flujo continuo, de gran importancia para llevar a cabo la caracterización hidráulica de las toberas. Estas medidas son realizadas de forma simultánea con la técnica de visualización inyectando en combustible. Las técnicas mencionadas anteriormente, han sido previamente desarrolladas y validadas en el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos. En la parte final del capítulo, se darán los detalles de las geometrías utilizadas en el estudio y el plan de trabajo seguido.

El **capítulo 4** abarca los resultados concernientes al estudio del flujo interno en condiciones cavitantes y no cavitantes. En primer lugar, usando diferentes modelos simplificados de toberas transparentes (siete planas asimétricas y una con orificio cilíndrico), se estudia la influencia que tiene la geometría en la formación de la cavitación. Así aplicando la técnica de visualización inyectando en una atmósfera líquida (con una resolución cercana a los 500 pixel/mm) junto con la caracterización hidráulica, se puede determinar el inicio de la cavitación, el desarrollo de esta a través del orificio, las burbujas que se desprenden a la salida del orificio y colapso del gasto másico; todos estos influenciados tanto por las características geométricas de las toberas como por las condiciones de presión aguas arriba y aguas abajo del orificio. Posteriormente, se mostrará la influencia que tiene el combustible en la aparición y desarrollo de la cavitación usando la tobera transparente cilíndrica y cuatro combustibles diferentes.

En el **capítulo 5** se estudiará la influencia que tiene la cavitación en la atomización y comportamiento del chorro en los primeros milímetros con el fin de establecer las diferencias existentes en el chorro con o sin cavitación. Para ello se utilizarán algunas de las toberas planas usadas en el estudio del flujo interno para observar la influencia de la geometría en la formación del chorro y las características del contorno. Posteriormente se mostrará la estructura de la atomización del chorro a distintos regímenes y en la parte final como la ca-

vitación influye tanto en la atomización como en los parámetros microscópicos que definen el 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 encaminados a mejorar el conocimiento del proceso de inyección Diesel y del fenómeno de la cavitación.

## Referencias

- [1] 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* 83.4-5 (2004), págs. 419-431.
- [2] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y J. DE LA MORENA. «Study of cavitation phenomena based on a technique for visualizing bubbles in a liquid pressurized chamber». *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30 (2009), págs. 768-777.
- [3] 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* 50.2 (2011), págs. 233-246.
- [4] 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* 84.5 (2005), págs. 551-561.
- [5] SCHMIDT, D. P. y M. L. CORRADINI. «The internal flow of Diesel fuel injector nozzles: a review». *Int J Engine Research. JER 00201 ImechE* 2.6 (2001).
- [6] RODRIGUEZ, P. «Modelado del comportamiento hidrodinámico de sistemas de inyección directa Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2001.
- [7] 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 doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2003.
- [8] PLAZAS, A. H. «Modelado unidimensional de inyectoros common-rail Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2005.

- [9] GIMENO, J. «Desarrollo y aplicación de la medida de flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales, Universitat Politècnica de València, 2008.
- [10] MARTÍNEZ, J. «Estudio computacional de la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno y el fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel». Tesis doct. Valencia: Universitat Politècnica de València, 2013.
- [11] ARRÈGLE, J. «Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 1997.
- [12] CORREAS, D. «Estudio teórico–experimental del chorro libre Diesel isotermino». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 1998.
- [13] GONZÁLEZ, U. «Efecto del choque de pared en las características del chorro Diesel de inyección directa». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 1998.
- [14] LÓPEZ, J. J. «Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2003.
- [15] PALOMARES, A. «Análisis de imágenes de chorros Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2001.
- [16] RUIZ, S. «Estudio teórico-experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros Diesel D.I.» Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2003.
- [17] 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 doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2007.
- [18] MANIN, J. «Analysis of mixing processes in liquid and vaporized diesel sprays through LIF and Rayleigh scattering measurements». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2011.
- [19] DE LA MORENA, J. «Estudio de la influencia de las características del flujo interno en toberas sobre el proceso de inyección Diesel en campo próximo». Tesis doct. Universitat Politècnica de València, 2011.

- 
- [20] 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 doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2005.
- [21] GARCÍA, J. M. «Aportaciones al estudio del proceso de combustión turbulenta de chorros en motores Diesel de inyección directa». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2004.
- [22] HERMENS, S. «Influence of Diesel injector nozzle geometry on the injection and combustion process». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2007.
- [23] DE LA GARZA, O. «Estudio de los efectos de la cavitación en toberas de inyección Diesel sobre el proceso de inyección y el de formación de hollín». Tesis doct. Universitat Politècnica de València, 2012.
- [24] *OpenFOAM user guide version 1.4*, <http://www.openfoam.org>.



## Capítulo 2

---

# Fundamentos sobre el proceso de inyección Diesel

---

### 2.1. Introducción

En el presente capítulo se realiza un repaso de los fundamentos del proceso de inyección de un motor Diesel. El capítulo se encuentra dividido en cuatro partes: la primera parte se centra en la descripción de los principales sistemas de inyección, prestando especial atención al sistema *common-rail* debido a su importancia en los motores de automoción actuales.

Una vez detallado el funcionamiento de cada uno de los elementos que compone el sistema de inyección, en la segunda parte del capítulo se muestra la recopilación bibliográfica acerca de la caracterización del flujo interno en toberas de inyección usadas en sistemas *common-rail*.

La tercera parte comprende el estado del arte del fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel mostrando una recopilación de los estudios experimentales y computacionales más importantes, centrados en el uso de toberas de inyección transparentes para la visualización de la cavitación.

Finalmente, en la cuarta parte del capítulo se presenta el estado actual del conocimiento de la evolución del chorro de combustible a la salida de la tobera; mostrando así, los trabajos más relevantes que definen el proceso de atomización y caracterización del chorro Diesel y su dependencia con el flujo interno.

## 2.2. Sistemas de inyección Diesel

Uno de los aspectos más importantes en el funcionamiento de un motor de encendido por compresión es sin duda el diseño del sistema de inyección, responsable de la entrega del combustible. De su funcionamiento, dependerá en gran medida el proceso de mezcla entre el aire y el combustible y su posterior combustión. En este sentido, resulta evidente su enorme influencia sobre las prestaciones del motor y la formación de emisiones contaminantes.

Por definición, todo sistema de inyección debe cumplir tres funciones básicas:

- Introducir el combustible en el interior de la cámara de combustión en la cantidad justa de forma rápida y sincronizada con el movimiento del pistón. La cantidad de combustible inyectado y el intervalo de tiempo que dura la inyección definirá el comportamiento de las diferentes fases del proceso de combustión.
- Atomizar el combustible para aumentar la superficie en contacto con el aire caliente tras la carrera de compresión, acelerando de esta manera su evaporación.
- Mezclar el combustible con el aire existente en la cámara de combustión.

Si bien es cierto que cualquier sistema de inyección Diesel desempeña un papel crucial en el suministro y atomización del combustible, el protagonismo del sistema de inyección en la mezcla del combustible con el aire disponible depende en gran medida del tipo de motor Diesel, ya sea de inyección directa o inyección indirecta (ver Figura 2.1).

En los motores de *inyección directa*, el labrado en la cabeza del pistón tiene una gran importancia en la formación del *swirl* en el flujo de aire dentro del cilindro, a fin de favorecer el proceso de mezcla. Se diseñan de esta manera puesto que, la turbulencia desarrollada es prácticamente despreciable (en comparación con los niveles de turbulencia en los motores de inyección indirecta) debido a las bajas velocidades del aire a través de los colectores de admisión, cercanas a los 25 m/s. Este hecho obliga a que sea el campo convectivo del combustible y no el aire quien sea el responsable del proceso de mezcla, forzando el empleo de sistemas de inyección más avanzados que permitan mejorar la atomización del combustible, mediante toberas multiorificio con diámetros alrededor de las 100  $\mu\text{m}$  y presiones de inyección cercanas a los 200 MPa.

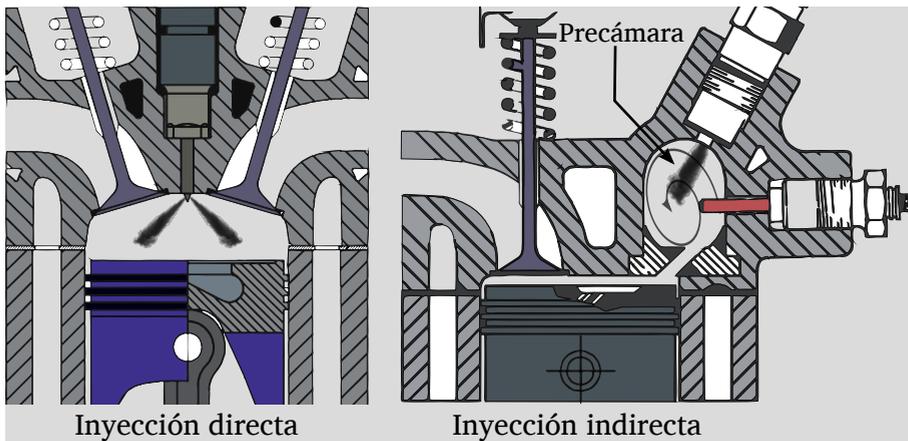


Figura 2.1: Esquema representativo de un motor Diesel de inyección directa e indirecta.

Por el contrario, en los motores de *inyección indirecta*, la cámara de combustión se encuentra dividida en dos partes unidas por un conducto: la precámara (alojada habitualmente en la culata del motor) y la cámara de combustión propiamente dicha (entre la cabeza del pistón y la culata). Durante la carrera de compresión, el aire pasa del cilindro a la precámara, adquiriendo un movimiento turbulento en forma de vórtice provocado por la geometría de la misma, que facilitará el proceso de mezcla entre el aire y el combustible. Por lo tanto, en este tipo de sistemas, el papel que desarrollan la presión de inyección y el sistema de inyección como tal no tienen tanta importancia como en los sistemas de inyección directa. Por ello, estos sistemas emplean inyector con toberas mono-orificio de en torno a 1 mm de diámetro y presiones relativamente bajas (20-30 MPa).

El hecho de que los motores Diesel de inyección directa tengan un mayor rendimiento que los motores Diesel de inyección indirecta radica en sus menores pérdidas de calor debido a la menor relación superficie/volumen y la ausencia de pérdidas al pasar los gases por el orificio que conecta la precámara con la cámara (propio de los de inyección indirecta). Este hecho ha llevado a que el sistema de inyección directa desplace al sistema de inyección indirecta en el mercado, estando este último actualmente obsoleto [1].

### 2.2.1. Sistemas de inyección directa en motores Diesel

Dentro de los sistemas de inyección directa existen en el mercado diferentes configuraciones. A continuación se listan las diferentes configuraciones y

sus principales características:

- **Sistemas de acción directa o *Rotary Pump*.**  
Los primeros sistemas de inyección directa en motores de encendido por compresión disponían de una bomba de alta presión encargada de suministrar el combustible necesario al inyector, cuya misión se limitaba a la atomización del combustible. Los inconvenientes de este tipo de sistema están relacionados con la imposibilidad de regular adecuadamente la presión debido a que esta dependía del régimen de giro de la bomba, lo cual dificultaba mantener una presión constante durante el tiempo de inyección, descartando así este sistema con el paso del tiempo.
- **Sistemas bomba-inyector.**  
En este tipo de sistemas, también conocidos como *Unit Injector*, la bomba y el inyector forman una única unidad, colocada en la culata del motor. El émbolo de la bomba se acciona directamente a través del árbol de levas, o bien, a través de articulaciones mecánicas. El inicio de la inyección y su duración está controlado por una válvula solenoide alojada en cada inyector. Precisamente, la posibilidad de controlar electrónicamente el sistema a través de una ECU (Electronic Control Unit), junto con las altas presiones de inyección alcanzadas suponen las ventajas más importantes de este tipo de sistemas.
- **Sistemas bomba-tubería-inyector.**  
Los sistemas bomba-tubería-inyector o *Unit Pump*, son una variante del sistema anterior en el que la bomba y el inyector están conectados por una línea corta de alta presión. Al igual que el sistema bomba-inyector, el sistema bomba-tubería-inyector permite obtener presiones de inyección elevadas y controlar el inicio y la duración de la inyección a través una válvula solenoide dispuesta en cada una de las bombas asociadas a cada cilindro.
- **Sistemas de acumulación.**  
Los sistemas de acumulación se basan en almacenar el combustible a una determinada presión en un volumen situado entre la bomba y el inyector, donde éste permanecerá hasta ser inyectado. La bomba, accionada por el cigüeñal del motor, se encarga exclusivamente de suministrar el caudal necesario de combustible, mientras que el inyector se encarga tanto de su dosificación como de su atomización. A este tipo de sistemas de inyección pertenece el sistema common-rail.

Una vez descritos los diferentes sistemas de inyección directa usados en los motores de encendido por compresión, a continuación se detalla el sistema common-rail, que se ha convertido en la actualidad en el sistema de inyección Diesel con mayor demanda en el mercado tanto en el sector automotor como en aplicaciones industriales.

### 2.2.2. El sistema common-rail

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.
- Flexible al usar diferentes estrategias de inyección. El uso de inyecciones piloto tiene el fin de reducir la combustión premezclada, controlando así las emisiones de óxidos de nitrógeno ( $\text{NO}_x$ ) y el ruido de la combustión [2]; por otra parte, el uso de post-inyecciones sirve como agente reductor de  $\text{NO}_x$  [3], o para la regeneración de filtros de partículas.
- La existencia de un depósito previo permite amortiguar las oscilaciones de presión generadas por la bomba o las perturbaciones originadas por la rápida salida de combustible por los orificios de descarga de los inyectores. Estas oscilaciones son del orden de megapascales [3-5].

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 el proceso de atomización del combustible.

En la Figura 2.2 se muestra un esquema general del sistema common-rail, cuyos componentes se pueden clasificar en dos grandes grupos: elementos del circuito de baja presión y elementos del circuito de alta presión. En concreto, los elementos que componen el circuito de baja son: el depósito de combustible, las tuberías, el filtro y la bomba de alimentación (sumergida en el depósito de combustible). Los elementos del circuito de alta presión lo forman la bomba de alta presión, el raíl, la válvula reguladora de presión, el sensor de presión, las líneas de alta presión y los inyectores.

El combustible alojado en el depósito es aspirado por la bomba de baja presión, alimentando a la bomba de alta presión pasando previamente por un filtro. Este filtro permite eliminar las posibles impurezas o restos de agua que

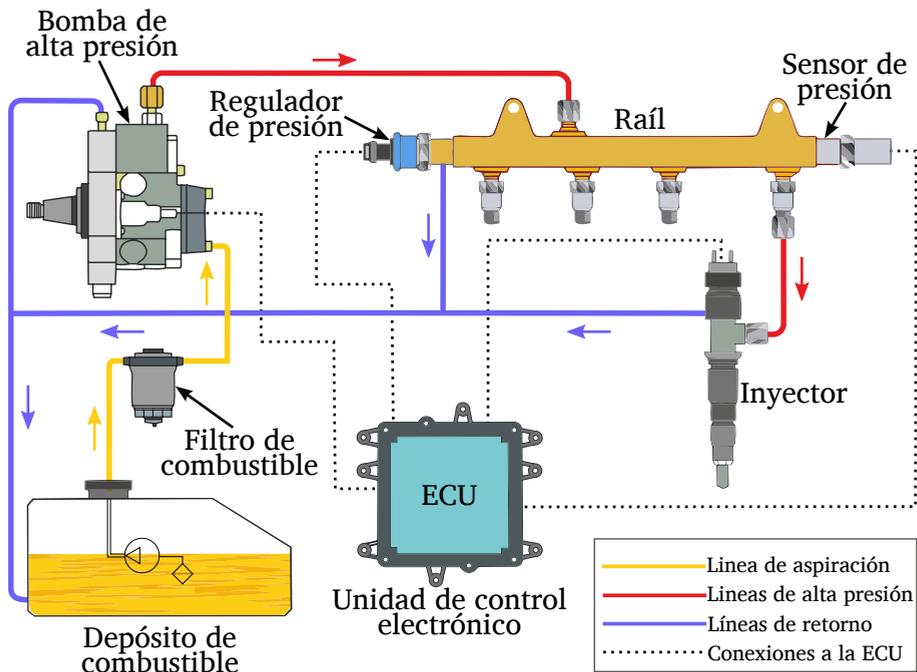


Figura 2.2: Esquema representativo de un sistema common-rail.

podrían ocasionar daños en el resto de componentes del sistema, especialmente en la bomba donde el agua podría provocar daños por corrosión y/o en los inyectores donde los orificios podrían quedar obstruidos.

La bomba de alta presión impulsa el combustible hasta el raíl, que dispone de un captador de presión para determinar en todo momento el valor de la presión en el mismo y enviar dicha información a la ECU del motor. Si este valor supera el valor de la presión deseada, la válvula reguladora de presión situada en un extremo del raíl se abrirá y permitirá la salida combustible hacia el depósito, bajando el nivel de presión del raíl hasta el valor consigna. De la misma forma, si la presión en el raíl es inferior a la deseada, esta válvula permanecerá cerrada, provocando un incremento de presión debido a la llegada de combustible procedente de la bomba.

A su vez, la ECU controla la apertura y cierre de los inyectores, permitiendo descargar parte del gasoil acumulado en el raíl y en la línea de alta presión que conecta éste con cada uno de los inyectores. Gran parte del combustible entrante en los inyectores es inyectado directamente en la cámara de combustión de cada uno de los cilindros del motor, mientras que una pequeña parte de combustible (conocida como caudal de retorno) se utiliza para el control

del levantamiento y descenso de la aguja del inyector, volviendo al depósito de combustible al finalizar la inyección.

Precisamente, son los inyectores los elementos más complejos e importantes en el proceso de inyección, pues de ellos dependerá en gran medida la calidad tanto del proceso de atomización, la mezcla aire-combustible y de la posterior combustión. Los inyectores se pueden clasificar en dos grandes grupos: inyectores accionados por válvula de tipo solenoide e inyectores piezoeléctricos.

### Inyectores solenoide

En la Figura 2.3 se pueden apreciar los principales elementos de un inyector solenoide: la válvula electromagnética, el portainyector (en el que se incluye el racor de alta presión, el filtro, el cuerpo, el muelle y la varilla) y la tobera. La válvula electromagnética, representada en la Figura 2.4, es una servo-válvula de dos posiciones (abierta o cerrada) y dos orificios de pequeño calibre: entrada al volumen de control ( $E_v$ ) y salida del volumen de control ( $S_v$ ).

Para facilitar la explicación del principio de funcionamiento de un inyector solenoide en la Figura 2.5 (tomada de [6]) se muestra un esquema simplificado del mismo. El combustible a alta presión procedente del raíl entra al inyector donde tras pasar por el filtro, se produce una bifurcación en dos conductos. Un conducto se dirige hacia la parte baja del inyector, que es el que alimenta la tobera y otro alimenta el volumen de control (ubicado en la parte superior del pistón de comando) a través del orificio calibrado de entrada  $E_v$ .

Cuando el solenoide no está activado (etapa de reposo en la Figura 2.5), el vástago se encuentra en su posición de reposo, manteniendo una pequeña esfera bloqueando el paso de combustible a la salida del volumen de control ( $S_v$ ). En esta etapa, tanto en la parte alta del pistón de comando como en la parte baja de la aguja de la tobera, el combustible se encuentra a la presión del raíl. Teniendo en cuenta que la sección de la parte alta del pistón de comando es mayor que la sección de la parte baja de la aguja, el conjunto pistón-aguja se encuentra en su posición más baja, bloqueando los orificios de la tobera y evitando la inyección.

En el momento en que se requiere el comienzo de la inyección, la ECU manda un pulso eléctrico de cuya duración va a depender el tiempo de inyección y, por tanto, la masa inyectada. Ese pulso eléctrico excita la bobina generándose un campo magnético e induciéndose una fuerza ascendente sobre el vástago que se levanta liberando la esfera y desbloqueando el orificio de salida del vo-

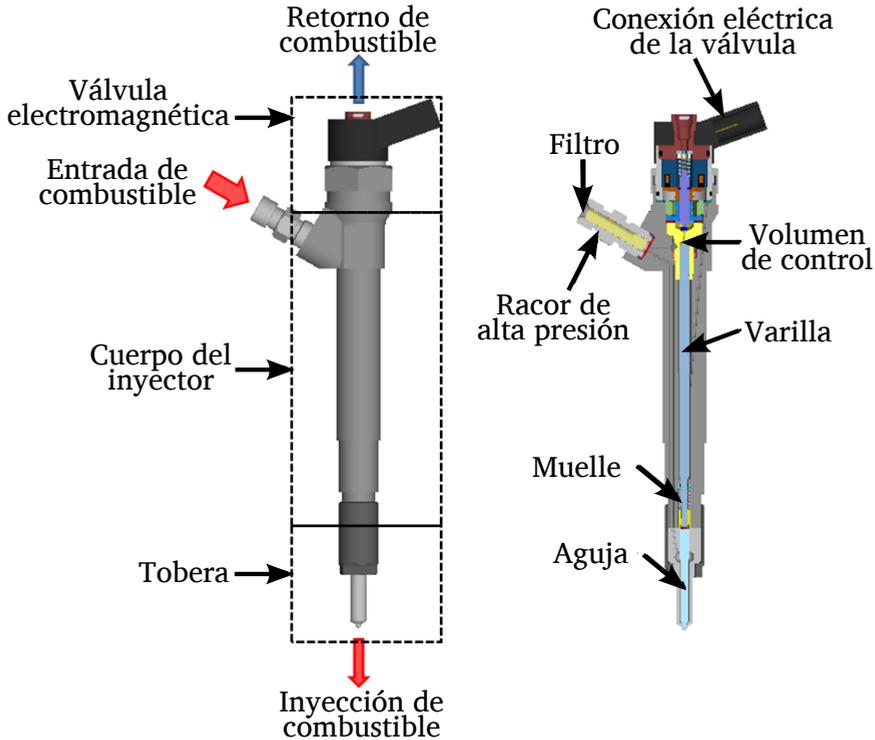


Figura 2.3: Componentes de un inyector solenoide de un sistema common-rail.

lumen de control ( $S_v$ ). En esta situación (etapa de apertura en la Figura 2.5), debido al flujo de combustible en dirección al retorno, se produce una pérdida de presión en el volumen de control a causa del orificio calibrado de entrada al mismo ( $E_v$ ). Esa pérdida de presión hace que exista una descompensación de las presiones existentes entre la parte baja de la aguja, igual a la presión del raíl, y la parte alta del pistón de comando, donde se reduce fuertemente la presión. Como consecuencia, el conjunto pistón-aguja se desplaza hacia arriba desbloqueando los orificios de la tobera y dando lugar a la inyección. Esta situación se mantiene mientras siga la excitación de la bobina por parte de la ECU.

El fin de la inyección viene precedido de la extinción del pulso eléctrico. Cuando ello ocurre, el vástago de la electroválvula vuelve a su posición de reposo y de la misma forma lo hace la esfera que vuelve a obstaculizar el orificio de salida ( $S_v$ ). El flujo de retorno se interrumpe y el combustible procedente del raíl empieza a llenar el volumen de control a través del orificio de entrada ( $E_v$ ). La presión en el volumen de control se va recuperando hasta que trans-

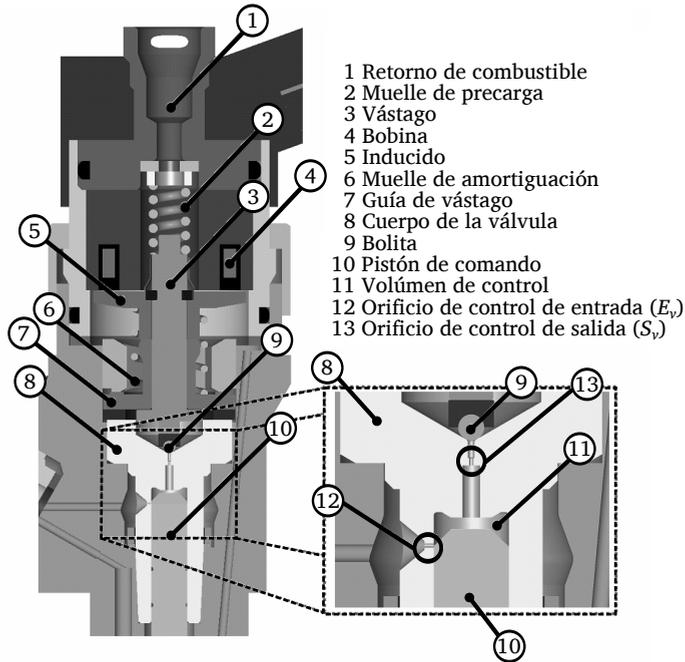


Figura 2.4: Válvula solenoide de un inyector common-rail.

curridos algunos microsegundos dicha presión vuelve a alcanzar la presión del raíl. En este momento, aunque la presión en la parte alta del pistón de comando y la parte baja de la aguja de nuevo es la misma, es la diferencia de sección la responsable que la resultante de las fuerzas de presión mueva al conjunto aguja-pistón de comando hacia abajo, originando el cierre de los orificios de descarga de la tobera y, por tanto, la culminación de la inyección (etapa de cierre en la Figura 2.5).

### Inyectores piezoeléctricos

Tal y como puede verse en la Figura 2.6, la aplicación del efecto piezoeléctrico a los inyectores ha permitido la sustitución del conjunto de elementos móviles y la varilla por un cristal piezoeléctrico que se comprime o expande en función del campo eléctrico que se le aplique. Su principio de funcionamiento es similar al descrito para inyectores solenoide, puesto que la principal diferencia radica en que es a través de este cristal, y no de la válvula solenoide, que se bloquea o desbloquea un orificio que permite el paso de combustible desde el volumen de control hacia el retorno.

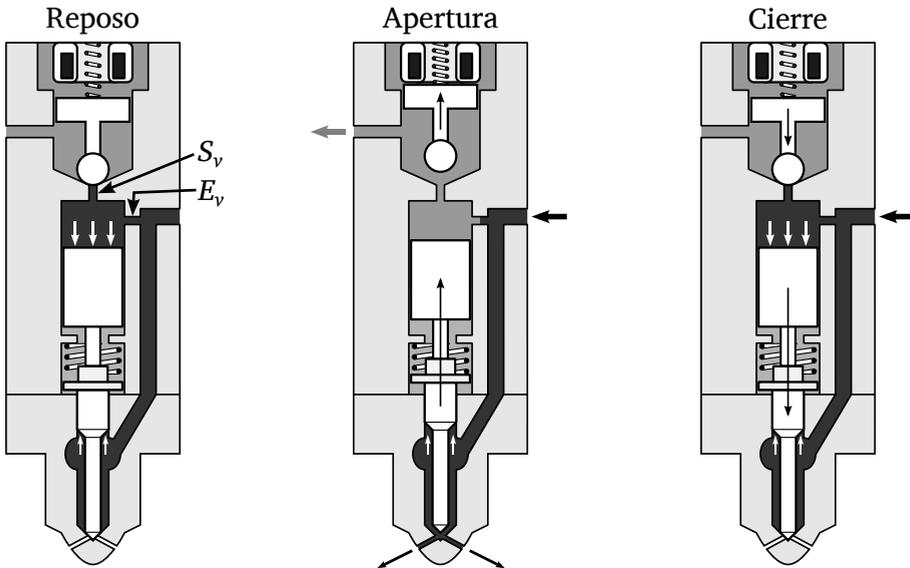


Figura 2.5: Funcionamiento de un inyector common-rail.

Este tipo de inyectores presentan una 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 parcial de la aguja, en comparación con los inyectores de válvula solenoide, se traduce en una mejora en la eficiencia de la atomización y de la mezcla aire-combustible, especialmente en el caso de inyecciones cortas y a bajas presiones. Este hecho justifica su importante crecimiento de mercado dentro de los sistemas de inyección common-rail.

Entre sus principales ventajas se encuentran:

- Elevada precisión. El empleo de un cristal piezoeléctrico permite obtener desplazamientos de la aguja en el orden de nanómetros variando la tensión aplicada.
- Respuesta más rápida del inyector en la apertura y cierre de la aguja. Este hecho permite mejorar el empleo de estrategias de inyecciones múltiples asociadas a la reducción de ruidos y emisiones contaminantes.
- Ausencia de desgaste tras millones de ciclos.

Por último, cabe destacar la aparición en los últimos años de inyectores piezoeléctricos de acción directa. En estos sistemas, el material piezoeléctrico

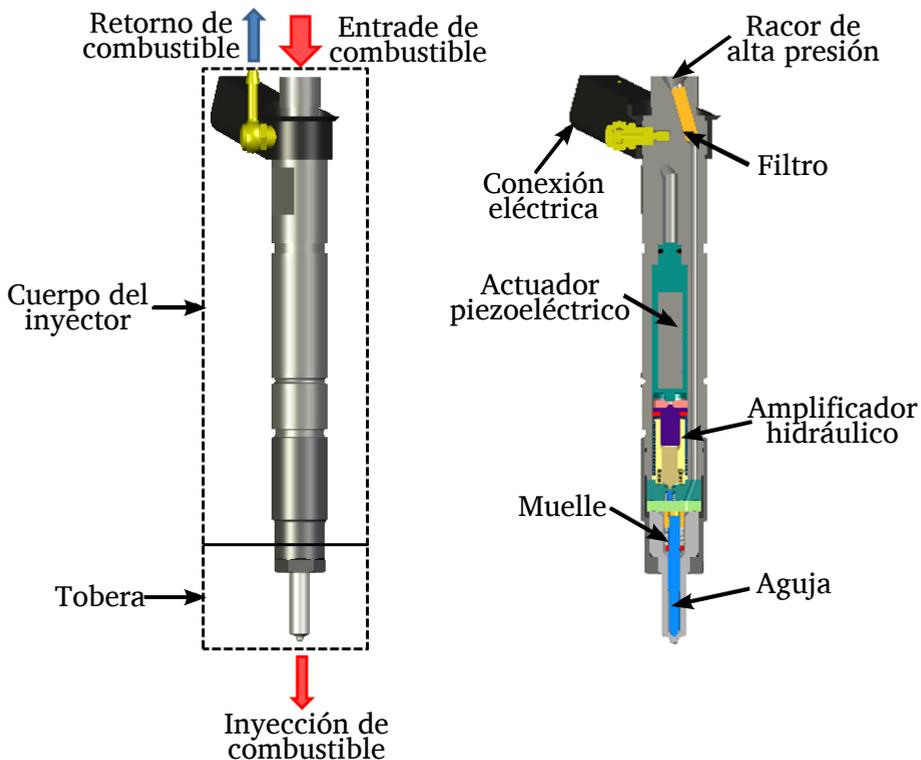


Figura 2.6: Componentes de un inyector piezoeléctrico de un sistema common-rail.

se encuentra unido a la aguja y por tanto la dilatación y compresión del material piezoeléctrico actúa de forma directa sobre la aguja, controlando así su movimiento. De esta forma se puede controlar a través de la señal de comando del inyector tanto el levantamiento máximo al que llegará la aguja como la velocidad a la que se mueve, dotando al sistema de mayor flexibilidad y permitiendo estrategias de inyección más sofisticadas [7].

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

## 2.3. Características del flujo interno

Para comprender en profundidad el proceso de formación de la mezcla aire-combustible en los motores Diesel es 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 de inyección Diesel.

### 2.3.1. Geometría de una tobera de inyección

Uno de los elementos más importantes en el proceso de inyección Diesel es la tobera, puesto que de sus características geométricas y de funcionamiento dependerá en gran medida el desarrollo y atomización del chorro [8-13].

En la actualidad se pueden encontrar dos grandes tipos de toberas según su geometría: VCO (*Valve Covered Orifice*) y saco. Esta última ha evolucionado dando lugar a nuevos grupos de toberas: toberas con minisaco, toberas con microsaco e incluso toberas con nanosaco.

Como puede apreciarse en la Figura 2.7, en las toberas VCO la aguja bloquea el paso de combustible apoyándose directamente sobre los orificios. En la práctica, en el caso de una posición excéntrica de la aguja, se traduce en grandes variaciones en el desarrollo del flujo interno y del chorro entre los diferentes orificios, especialmente para levantamientos de aguja pequeños [14]. Sin embargo, presenta una gran rapidez y precisión en la entrega de combustible.

Por el contrario, en las toberas saco, el paso de combustible no se bloquea cerrando directamente los orificios, sino que la aguja cierra contra la pared de la tobera (asiento de la aguja) aguas arriba de los orificios de descarga, dejando un volumen de combustible entre la punta de la aguja y el saco de la tobera. Este volumen de combustible ayuda a reducir las posibles diferencias existentes en caso de que la aguja sufra pequeñas deformaciones que provoquen una posición excéntrica de la misma. No obstante, presenta un inconveniente y es que el combustible almacenado en el saco de la tobera puede llegar a la cámara de combustión a pesar de que la aguja haya cerrado el inyector, provocando pequeñas combustiones incontroladas.

Precisamente, tratando de buscar una solución de compromiso que superase los inconvenientes de ambos tipos de toberas, aparecieron las toberas

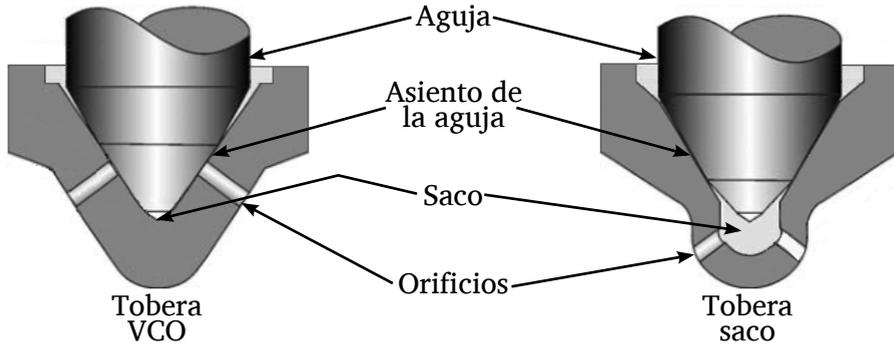


Figura 2.7: Esquema de una tobera tipo saco y VCO.

microsaco. Este nuevo tipo de toberas tienen un volumen menor en el saco, lo que se traduce en una entrega de combustible más precisa y con menores diferencias entre orificios.

En la Figura 2.8 se definen los parámetros geométricos más importantes en los orificios de descarga de una tobera de inyección: diámetro de entrada del orificio  $D_e$ , diámetro de salida del orificio  $D_o$ , longitud del orificio  $L$ , y radio de entrada  $r_e$  ó radio de acuerdo.

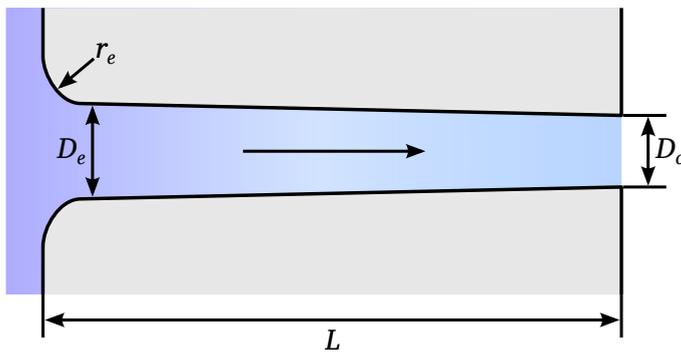


Figura 2.8: Parámetros geométricos de un orificio de inyección.

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

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

Según esta definición, una tobera con diámetros de entrada y salida de 210 y 200  $\mu\text{m}$  respectivamente tiene el mismo valor de *k-factor* que otra de 110 y 100  $\mu\text{m}$ , 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 [15] prefieren utilizar la reducción de área *AR* (del inglés *area reduction*) como parámetro cuantificador (ecuación 2.2).

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

A pesar de la importancia de las características del flujo interno, su estudio presenta enormes dificultades debido a las pequeñas dimensiones de los orificios, la naturaleza transitoria del proceso de inyección (con tiempos característicos de 1 - 2 ms en los que el fluido se ve influenciado por el movimiento de la aguja durante el proceso de apertura y cierre del inyector) y los grandes gradientes de presión y velocidad (superando en algunos casos los 600 m/s). La Tabla 2.1 presenta un resumen de los valores usuales en toberas de inyección Diesel *common-rail*.

Dato	Valor
Diámetro de los orificios ( $D_o$ )	80 - 250 $\mu\text{m}$
Longitud de los orificios ( $L$ )	0.6 - 1 mm
Radio de acuerdo ( $r_e$ )	0 - 50 $\mu\text{m}$
Relación $D_e/D_o$	1 - 1.25
Reducción de área <i>AR</i>	0 - 0.36
Número de orificios por tobera	6 - 12
Presión de inyección ( $p_i$ )	30 - 200 MPa
Presión de descarga ( $p_b$ )	3 - 9 MPa
Velocidad de salida de combustible ( $u_o$ )	150 - 600 m/s
Número de Reynolds ( $Re$ )	6000 - 25000
Duración de la inyección	1 - 2 ms
Número de inyecciones por ciclo	1 - 5
Densidad del combustible en fase líquida	830 $\text{kg}/\text{m}^3$
Densidad del combustible en fase vapor	0.136 $\text{kg}/\text{m}^3$

Tabla 2.1: Valores típicos geométricos y de operación en toberas de inyección Diesel.

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.* [15] utilizan una técnica basada en la extracción de moldes de silicona de la geometría interna de los orificios. Por otro lado, Lee *et al.* [16] 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 [17, 18]. 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.

Adicionalmente, como se mostrará en la sección 2.4 todas estas dificultades para llevar a cabo estudios experimentales y/o computacionales del flujo interno se acentúan más si, bajo determinadas condiciones de operación, hay lugar a la aparición del fenómeno de la cavitación, lo que provoca la existencia de un fluido bifásico en el interior de los orificios de descarga.

### 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 2.9.a), como las toberas mono-orificio habitualmente utilizadas en investigación [6, 19, 20], 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 [21-23]), el cambio de la direccionalidad del flujo es mayor, aunque la recirculación del flujo se restringe a la mitad superior del orificio, justo por donde viene la alimentación de combustible (Figura 2.9.b). Sin embargo, Martínez [24] ha mostrado que a bajos levantamientos de la

aguja, ésta recirculación puede aparecer en la mitad inferior. 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 conicidades en el orificio tienden a minimizar el efecto de la deflexión del flujo.

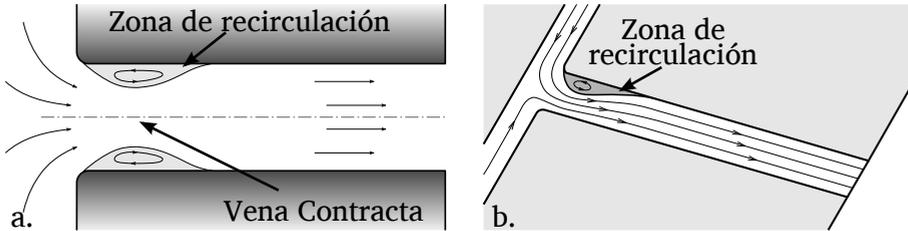


Figura 2.9: Estructura del flujo en una tobera de inyección. a) Geometría axisimétrica. b) Tobera multiorificio.

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 [6]. En caso contrario, el flujo no se encuentra completamente desarrollado, y los parámetros del mismo a la salida estarán intensamente marcados por los fenómenos de entrada.

Por último cabe destacar que, bajo determinadas condiciones de inyección, el incremento de velocidad del flujo y la pérdida local de presión existentes en las zonas de recirculación pueden llegar a caer hasta 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. La turbulencia en orificios de inyección Diesel

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  $Re_{crit} \approx 2300$ . 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 completamente desarrollados, es decir para conductos largos en relación a su diámetro (relaciones  $L/D$  grandes). En este tipo de geometrías la influencia de los efectos a la entrada del conducto son despreciables frente al resto de factores.

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  $Re$  [25] 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 [26]. 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 respecto al número de Reynolds. White [26] 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 la sección 2.3.1 (ver Tabla 2.1), la longitud típica de un orificio de inyección es como máximo 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 (por ejemplo desprendimiento de la capa límite y pérdidas de presión locales).

- 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 [27]. 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 porque ser prácticamente constante en toda la sección en régimen turbulento, tal como ocurriría en un flujo completamente desarrollado [28].

### 2.3.4. Caracterización hidráulica

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 mayoría de los estudios referentes al comportamiento del flujo interno en toberas de inyección Diesel son realizados tomando como referencia los 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:

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

donde  $\rho_f$  es la densidad del fluido,  $A_o$  el área geométrica a la salida del orificio y  $u_B$  es la velocidad teórica calculada a partir de la ecuación de Bernoulli (ecuación 2.7) entre un punto aguas arriba y la salida del orificio.

$$\frac{\rho u_i^2}{2} + p_i + \rho g z_i = \frac{\rho u_B^2}{2} + p_b + \rho g z_b \quad (2.7)$$

Considerando en la ecuación 2.7 que los términos debidos al potencial gravitacional son despreciables y que la velocidad aguas arriba de los orificios es

mucho menor en comparación a la velocidad de salida;  $u_B$  queda definida como:

$$u_B = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_f}} \quad (2.8)$$

donde  $\Delta p$  es la diferencia entre la presión aguas arriba y aguas abajo del orificio ( $p_i - p_b$ ). Así, el coeficiente de descarga puede calcularse usando la ecuación 2.9.

$$C_d = \frac{\dot{m}_f}{A_o \sqrt{2\rho_f \Delta p}} \quad (2.9)$$

El comportamiento del coeficiente de descarga en orificios ha sido ampliamente estudiado a lo largo de las últimas décadas [8, 29-33]. 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 2.10.

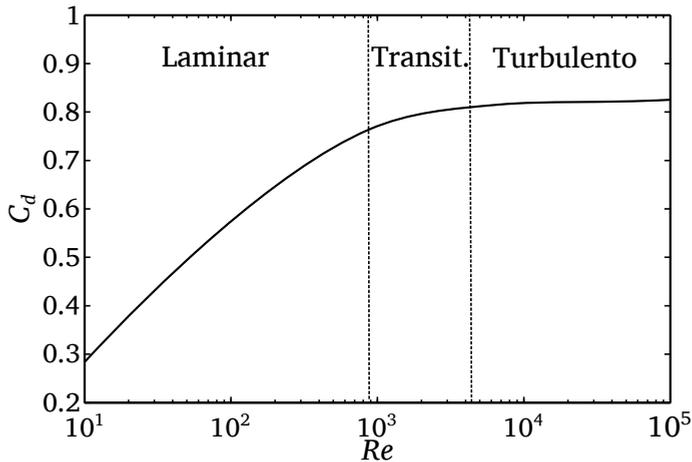


Figura 2.10: Coeficiente de descarga en función del número de Reynolds.

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. En particular, se puede 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 descrita (Figura 2.10) es dependiente de la geometría del orificio. Un resumen de las distintas expresiones propuestas en la literatura se muestran en la Tabla 2.2

Autor	Expresión
Hall [34]	$C_d = 1 - 0.184 \left( \frac{L}{D_o} - 1 + 1.11Re^{0.25} \right)^{0.8} Re^{-0.2}$
Nakayama [35]	$C_d = \frac{Re_t^{5/6}}{17.11 \frac{L}{D_o} + 1.65Re_t^{0.8}}$
Asihmin [36]	$\frac{1}{C_d} = 1.23 + \frac{58L}{Re_t D_o}$
Lichtarowicz [29]	$\frac{1}{C_d} = \frac{1}{C_{dmax}} + \frac{20}{Re_t} \left( 1 + 2.25D_o^{-1} \right) - \frac{0.0015D_o^{-1}}{1+7.5[\log(0.00015Re_t)]^2}$
Arcoumanis [37]	$C_d = \frac{1}{\frac{1}{C_{dmax}} + \frac{20}{Re} \left( 1 + \frac{2.25}{D_o} \right)}$
Salvador [33]	$C_d = 0.98 - 0.07 \left( r_e^{-0.49} f^{-1.14} D_o^{1.20} AR^{-0.088} \right) - \frac{10.7}{Re_t^{0.5}}$
Imagine [38]	$C_d = C_{dmax} \cdot \tanh \left( \frac{2Re_t}{Re_{crit}} \right)$

Tabla 2.2: Expresiones de  $C_d$  en función de  $Re$  usadas en la literatura.

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 ser expresado como:

$$\dot{m}_f = C_d \rho_f A_o u_B \quad (2.10)$$

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.

Es posible definir un perfil de velocidad uniforme que proporcione el mismo gasto másico que la tobera objetivo. La velocidad de este perfil uniforme

se denomina velocidad efectiva ( $u_{ef}$ ) y a la sección ocupada por este perfil se denomina área efectiva ( $A_{ef}$ ). Con esta simplificación (ver Figura 2.11), el flujo másico queda expresado como:

$$\dot{m}_f = \rho_f A_{ef} u_{ef} \quad (2.11)$$

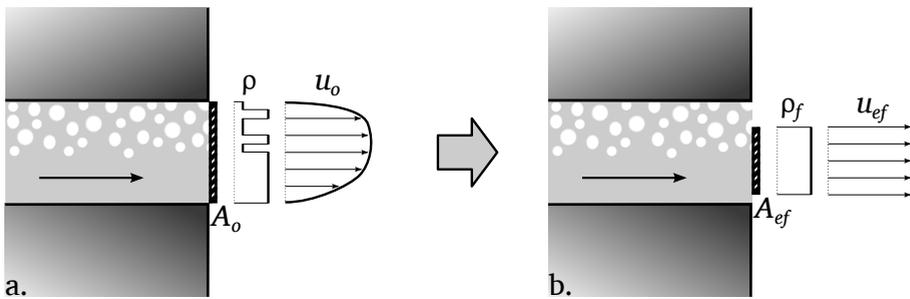


Figura 2.11: Representación del flujo a la salida de la tobera. a. Situación real, b. situación equivalente.

Relacionando las dos últimas expresiones, puede expresarse el coeficiente de descarga en función del coeficiente de área ( $C_a$ ) y el coeficiente de velocidad ( $C_v$ ) como se muestra en la ecuación 2.12.)

$$C_d = \frac{A_{ef} u_{ef}}{A_o u_B} = C_a C_v \quad (2.12)$$

Estos dos coeficientes han sido utilizados en la bibliografía [10, 39] 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 individuales de área y la velocidad a la salida del orificio. 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 [6, 23, 40-42]. En efecto, el flujo de cantidad de movimiento puede ser definido en función de la velocidad y el área efectiva como se muestra en la ecuación 2.13.

$$\dot{M}_f = \dot{m}_f u_{ef} = \rho_f A_{ef} u_{ef}^2 = \rho_f C_a C_v^2 A_o u_B^2 = \rho_f C_M A_o u_B^2 \quad (2.13)$$

siendo  $C_M$  el coeficiente de momento. Así, la medida conjunta del coeficiente de descarga como el coeficiente de momento permite obtener de forma directa los valores de los coeficientes de área y velocidad, ya que  $C_v = \frac{C_M}{C_d}$ .

## 2.4. El fenómeno de la cavitación

La cavitación es un fenómeno de cambio de fase (líquido a vapor) que se forma en la zona cercana al radio de entrada del orificio. 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 así como una contracción del mismo en las cercanías de la sección de entrada del orificio (ver Figura 2.9). Esa contracción (vena contracta) reduce el área efectiva de paso del flujo que viene acompañada a su vez por un incremento de velocidad. La aceleración adquirida por el fluido en la vena contracta causa una disminución en la presión estática del fluido, la cual puede caer a valores iguales a la presión de vapor del líquido, causando el cambio de fase habitualmente conocida como cavitación hidrodinámica. Cuando este tipo de cavitación aparece por primera vez en el interior del orificio se le da el nombre de *cavitación incipiente*.

Una de las primeras investigaciones de la cavitación en el ámbito de la inyección Diesel fue la llevada a cabo por Bergwerk [43] donde estudió la influencia de la geometría de diferentes toberas en el comportamiento del flujo. Bergwerk observó el desarrollo del flujo interno mediante la visualización del flujo en orificios transparentes y advirtió la presencia de cavitación en determinadas condiciones, así como la presencia de un fenómeno conocido en la literatura como *hydraulic flip*. Este fenómeno se produce como consecuencia de la separación de la capa límite a la entrada del orificio extendiéndose por todo el orificio ocasionando que el gas, situado en la cámara de descarga, remonte aguas arriba del orificio ocupando el espacio entre la pared y la vena líquida [44]. En su trabajo Bergwerk definió el número de cavitación de acuerdo a la ecuación 2.14.

$$CN = \frac{p_i - p_v}{p_b - p_v} \quad (2.14)$$

Posteriormente Soteriou *et al.* [32] observaron que orificios trabajando en condiciones de hydraulic flip daban lugar a chorros de gran penetración y muy poco atomizados. Además supusieron que el flujo en el interior del orificio no experimentaba pérdidas por fricción con la pared, puesto que se encontraba una capa de gas entre el líquido y la pared. Sin embargo el fenómeno de *hydraulic flip* no debe ser considerado como un comportamiento típico en toberas de inyección Diesel; de hecho, este fenómeno nunca ha sido observado en toberas de tamaño real y a condiciones reales de funcionamiento.

Otros estudios sirvieron para caracterizar la cavitación como un fenómeno transitorio y multidimensional. Bode [45] observó que la zona de propagación de la nube de burbujas generadas como consecuencia de la cavitación era caótica, variaba temporalmente y carecía de simetría. En sus estudios Bode observó que la cavitación se presentaba en forma de hilos (*cavitation films*) que se extendían desde la entrada del orificio y acababan desapareciendo en un punto a lo largo del mismo. Además se confirmó a través de diversos ensayos con el mismo orificio que la cavitación y la formación de estos hilos aparecían siempre en las mismas zonas, asociadas con zonas de mayor irregularidad superficial.

Chaves *et al.* [46] ampliaron el trabajo de Bode, centrándose en lo que denominaron como *supercavitación*. Estos investigadores usaron el término *supercavitación* para describir el estado en que la cavitación se desarrolla a lo largo de todo el orificio hasta la salida. A través de estos estudios observaron que uno de los efectos más notables de la supercavitación es el incremento del ángulo del chorro a la salida de la tobera. Este resultado también fue corroborado por Soteriou *et al.* [47], Salvador [33] y De la Morena [48], quien observó un incremento del ángulo entre  $1.5^\circ$  y  $3^\circ$  en una tobera monorificio cilíndrica para las condiciones donde se detectaban burbujas de cavitación a la salida de la tobera.

Sin embargo, no es necesario que la cavitación se extienda hasta la salida para encontrar efectos importantes en el chorro. De hecho autores como Arai *et al.* [49], Hiroyasu *et al.* [50] y Soteriou *et al.* [32] encontraron evidencias sobre el incremento significativo del ángulo del chorro durante la aparición de las primeras burbujas de vapor en el interior del orificio (cavitación incipiente). Simultáneamente la longitud intacta se reducía.

Chaves *et al.* [46] presentaron otra observación interesante a partir de sus estudios llevados a cabo en un orificio de entrada redondeada, advirtiendo que, a pesar de tener un radio de acuerdo bastante grande el orificio cavitaba debido a las irregularidades superficiales. Así, demostraron que la rugosidad por sí sola podría causar en algunos casos la cavitación de un orificio a pesar de tener un radio de acuerdo redondeado. Otro de los hechos importantes que señaló fue que para pasar de cavitación incipiente a supercavitación se requería solo un incremento de presión de 2 MPa

Uno de los temas que ha despertado mayor interés en el ámbito del flujo cavitante es, indudablemente, el estudio de la evolución de la extensión ocupada por la cavitación a lo largo del orificio, representado a modo de esquema en la Figura 2.12. Esta figura, en la que se representa la longitud de cavitación en función del número de cavitación (CN), se basa en los estudios desarrollados

por diversos autores como Nurick [51], Chaves *et al.* [46], Roosen *et al.* [52], Hiroyasu [53] o Sato y Saito [54]. Precisamente, este último autor establece cuatro tipos de cavitación en función de la longitud de la región ocupada por el combustible en fase vapor: cavitación incipiente (aparecen las primeras burbujas de vapor), sub-cavitación, cavitación de transición y supercavitación (la extensión de la región ocupada por vapor alcanza la salida de la tobera). Otros autores como Sou *et al.* [55], agrupan las dos etapas intermedias establecidas por Sato y Saito en una única etapa, conocida como *cavitación en desarrollo*.

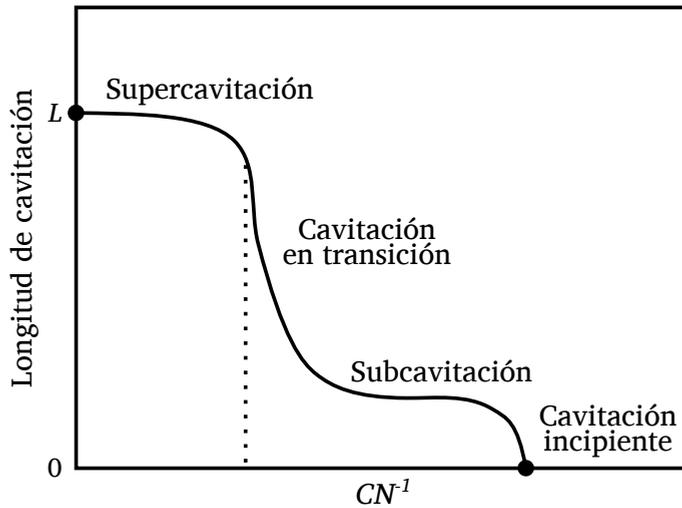


Figura 2.12: Longitud ocupada por la cavitación en función de  $CN^{-1}$ .

Como se puede apreciar en la Figura 2.12, una vez aparecen las primeras burbujas de vapor (cavitación incipiente), el aumento del número de cavitación tendrá inicialmente poca influencia sobre la extensión de la región ocupada por la cavitación, aunque si se continúa aumentando el número de cavitación, ya sea mediante el aumento de la presión de inyección o la disminución de la presión de descarga, la cavitación crece rápidamente a lo largo del orificio hasta alcanzar la sección de salida de la tobera (supercavitación).

Una vez se ha mostrado la definición de la cavitación y los principales estudios que han dado lugar a definir los tipos de cavitación, a continuación se muestran los estudios y resultados más importantes a nivel experimental y computacional acerca del comportamiento del flujo cavitante.

### 2.4.1. Estudios experimentales

A pesar de las grandes dificultades existentes para el estudio experimental del flujo interno en toberas de inyección, se han llevado a cabo diferentes trabajos que intentan dar una mayor comprensión al fenómeno de la cavitación. Estos trabajos se han basado en la caracterización hidráulica del flujo a la salida de los orificios y en la visualización del flujo en el interior de los orificios a través de toberas transparentes. Conforme a estas dos formas de abordar el estudio de la cavitación, la revisión de estos estudios experimentales se ha dividido en dos grandes grupos.

- Caracterización hidráulica del flujo cavitante
- Visualización del flujo cavitante

#### Caracterización hidráulica del flujo cavitante

La caracterización hidráulica como técnica para determinar el comportamiento del flujo en condiciones cavitantes, ha sido extensamente utilizada por varios autores como se mostrará más adelante. Estos estudios permiten trabajar con toberas reales de forma no intrusiva obteniendo el comportamiento de la capacidad de descarga de los orificios junto con otros coeficientes adimensionales en condiciones cavitantes.

Así, Bergwerk [43] manifestó la pérdida de la capacidad de carga de la tobera con la aparición de la cavitación, y se pudo comprobar como el coeficiente de descarga se veía poco influenciado por el número de Reynolds en condiciones cavitantes. Además, observó que una vez iniciada la cavitación el coeficiente de descarga dependía fuertemente de la relación de presiones definida como  $(p_i - p_b)/p_b$ .

Spikes y Pennington [56] llevaron a cabo medidas de presión y gasto másico sobre orificios a escala real con diferentes geometrías. Dicho estudio, además de corroborar el descenso del coeficiente de descarga al aumentar el número de cavitación en condiciones cavitantes (asociado al colapso de flujo másico), permitió establecer las primeras pautas acerca de la influencia de la geometría del orificio sobre la pérdida de capacidad de descarga de la tobera. Según sus estudios, cuanto mayor era la relación longitud-diámetro, mayor coeficiente de descarga presentaba el orificio.

En 1976, Nurick [51] propuso un modelo, conocido en la actualidad como **Modelo Unidimensional de Nurick**, para intentar explicar el comportamiento del coeficiente de descarga. Dicho modelo fue validado mediante diversos

ensayos experimentales llevados a cabo sobre orificios de diferente relación longitud-diámetro, radio de acuerdo a la entrada y un amplio rango de presiones de descarga.

Basándose en la simplificación mostrada en la Figura 2.13, Nurick definió tres puntos característicos del orificio para explicar el comportamiento del coeficiente de descarga: un primer punto aguas arriba del orificio suficientemente alejado de éste como para poder considerar que la velocidad es despreciable en comparación con las velocidades que se pueden dar en el interior del orificio (punto  $i$ ), un segundo punto situado en la sección de máxima restricción del flujo que coincide con la sección de mayor velocidad y menor presión (punto  $c$ ) y un tercer punto correspondiente a la salida de la tobera (punto  $b$ ).

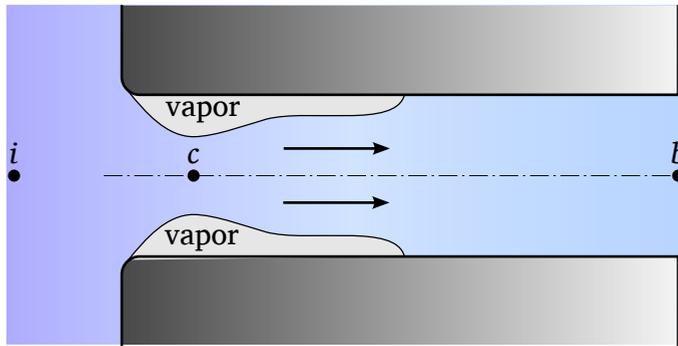


Figura 2.13: Esquema del fenómeno de la cavitación en una tobera axisimétrica.

Asumiendo que la zona ocupada por la cavitación se mantiene fija (iniciándose en la entrada del orificio y extendiéndose sin llegar a la salida), la fracción de área disponible para el paso del fluido en la vena contracta (punto  $c$ ) se define como *coeficiente de contracción* ( $C_c$ ), cuyo valor fue estudiado por diversos autores como Von Mises [57]. Este autor demostró que el valor del coeficiente  $C_c$  dependía exclusivamente de la geometría y que su valor era aproximadamente 0.61. De esta manera, la sección disponible para el paso de flujo justo en la vena contracta puede expresarse en función del área nominal:

$$A_c = C_c A \quad (2.15)$$

Asumiendo una densidad de la fase líquida y un perfil de velocidades constante a lo largo de la sección ocupada por el flujo a su paso por el punto  $c$ , el gasto másico se puede definir como se muestra en la ecuación 2.16.

$$\dot{m}_f = \rho_f A_c u_c \quad (2.16)$$

Suponiendo además que el flujo no experimenta pérdidas entre el punto  $i$  y el punto  $c$ , y que la presión del fluido existente en la vena contracta es la presión de saturación, la ecuación de Bernoulli entre los puntos  $i$  y  $c$  queda de la siguiente manera:

$$p_i = p_v + \frac{1}{2} \rho_f u_c^2 \quad (2.17)$$

A partir de las ecuaciones 2.16 y 2.17, es posible obtener el gasto másico que circula a través de una tobera cavitante (ecuación 2.18), siendo independiente esta nueva expresión de la presión existente en la sección de salida de la tobera.

$$\dot{m}_f = A C_c \sqrt{2 \rho_f (p_i - p_v)} \quad (2.18)$$

El hecho de que el gasto másico permanezca invariable sea cual sea la presión aguas abajo del orificio sustenta el fenómeno de colapso de flujo másico, observado experimentalmente por diversos autores como Randall [58] en venturis, Soteriou *et al.* [32] en toberas a escala real y modelos a gran escala, Salvador [33] y Gimeno [6] en toberas reales multiorificio y De la Morena [48] en orificios calibrados a diferentes condiciones de presión de inyección como se muestra en la Figura 2.14 (adaptada de [48]).

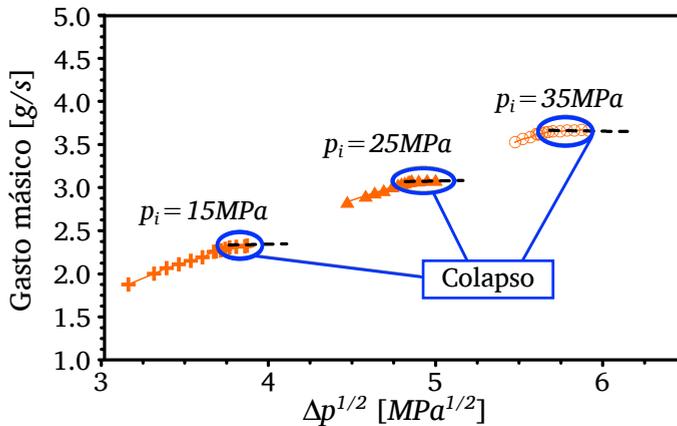


Figura 2.14: Colapso del gasto másico a diferentes presiones de raíl.

Esta expresión del flujo másico puede ser utilizada para obtener el coeficiente de descarga del flujo en condiciones cavitantes. Así, combinando las

ecuaciones 2.18 y 2.9 se llega a la siguiente expresión para el coeficiente de descarga en términos de las presiones aguas arriba y abajo del orificio.

$$C_d = C_c \sqrt{\frac{p_i - p_v}{p_i - p_b}} \quad (2.19)$$

De esta forma, la relación de presiones empleada en la anterior ecuación permite definir una nueva variante del número de cavitación, representado por la letra  $K$  como se muestra en la ecuación 2.20.

$$K = \frac{p_i - p_v}{p_i - p_b} \quad (2.20)$$

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

$$C_d = C_c \sqrt{K} \quad (2.21)$$

Así, tal como se ve en la Figura 2.15 (tomada de [59]), el coeficiente de descarga crece linealmente con la raíz del número de cavitación, tal como expresa la ecuación (2.21). 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 y  $C_d$  depende de nuevo de  $Re$ . 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  $K_{crit}$ .

Años más tarde, Lichtarowicz *et al.* [29] realizaron un análisis análogo para orificios en condiciones no cavitantes, estimando el coeficiente de descarga con un valor constante cercano a 0.84. Lichtarowicz corroboró que en condiciones no cavitantes, el coeficiente de descarga depende del número de Reynolds y se mantiene constante si y solo si el número de Reynolds es elevado. Una vez iniciada la cavitación, disminuye a medida que se reduce el valor de  $K$  con una pendiente cercana a 0.5.

Los resultados procedentes del modelo teórico de Nurick fueron validados con ensayos experimentales por el propio Nurick y más adelante, Schmidt y Corradini [60] recopilaron datos experimentales publicados entre los años 1931 y 1995 por diversos autores como Gelalles [61], Bergwerk [43], Reitz [62], Hiroyasu *et al.* [50], Ohrn *et al.* [63], Knox-Kelecý *et al.* [64] y Soteriou

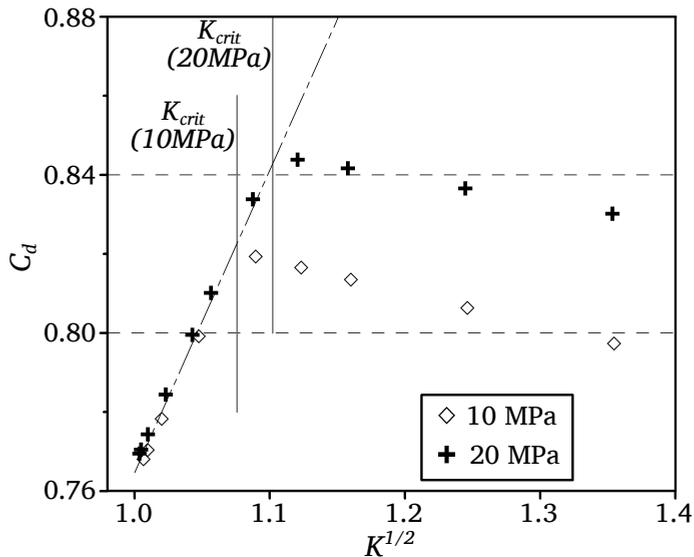


Figura 2.15: Evolución del coeficiente de descarga frente al número de cavitación.

*et al.* [32] sobre estudios referidos a orificios a escala y a tamaño real, con una relación longitud-diámetro cercana a 4 que permitieron corroborar la validez del modelo (ver Figura 2.16, adaptada de [65]).

Posteriormente, Salvador [33] evaluó a través del coeficiente de descarga la influencia de la geometría de los orificios de las toberas de inyección en condiciones cavitantes y no cavitantes. Según Salvador, en condiciones no cavitantes, la forma en que aumenta y el valor máximo del coeficiente de descarga depende significativamente de la geometría, observando mayores valores de  $C_d$  en toberas cónicas con gran nivel de hidroerosión. En condiciones cavitantes, el coeficiente de descarga disminuía progresivamente en función del número de cavitación ( $K$ ), alcanzando menores valores en aquellas toberas más propensas a cavitación.

Schmidt y Corradini [60] por su parte, intentaron extrapolar el modelo unidimensional de Nurick a la sección de salida del orificio. Su intención era poder conseguir información que pudiera servir para la predicción del comportamiento del chorro y para el estudio de los efectos de la cavitación sobre el desarrollo del mismo. En su trabajo definieron el concepto de velocidad efectiva ( $u_{ef}$ ), suponiendo que el flujo sale del orificio con una velocidad uniforme y ocupando un área ( $A_{ef}$ ) menor al área nominal, debido a que parte de la

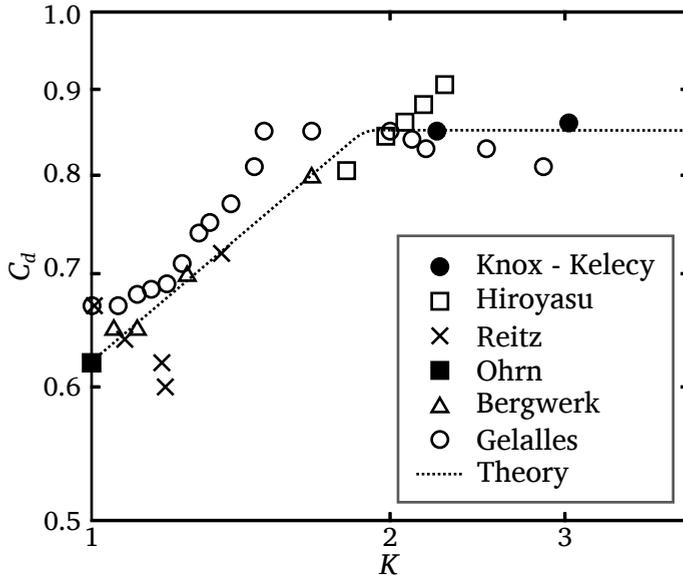


Figura 2.16: Comparación de diversos resultados experimentales de coeficientes de descarga.

sección del orificio es ocupada por las burbujas de vapor como consecuencia de la cavitación.

Teniendo en cuenta que el gasto másico viene fijado por la ecuación 2.18, Schmidt y Corradini obtuvieron que la relación de áreas  $A_{ef}/A_o$  es igual a  $u_o/u_{ef}$ . Además despreciando el valor de la presión de saturación ( $p_v$ ), lograron graficar como se muestra en la Figura 2.17 (adaptada de [60]), la evolución de  $A_{ef}/A_o$  y el coeficiente de descarga  $C_d$ , ambos en función del número de cavitación  $K$ .

En la Figura 2.17 se puede apreciar como el fluido a la salida de la tobera, y por tanto, en el inicio del chorro, tiene un área efectiva mucho menor que el área nominal de la tobera. Esta tendencia se nota también en el coeficiente de descarga y se ve intensificada a medida que disminuye el número de cavitación, debido a el aumento de la presión de inyección o el descenso de la presión de descarga. Por otra parte, a muy bajos números de cavitación, el comportamiento del flujo viene dominado por lo que sucede en la vena contracta, llegando al caso límite para  $K = 1$  donde la reducción de área en la sección de salida es similar a la reducción de área existente en la vena contracta ( $A_{ef}/A_o = C_c$ ).

El estudio de las características del flujo en la sección de salida como he-

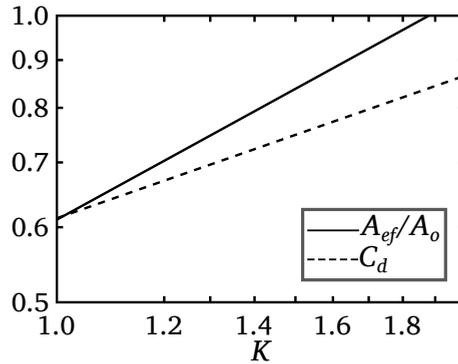


Figura 2.17: Evolución del área efectiva y el coeficiente de descarga.

ramienta para una mejor comprensión del desarrollo del chorro en condiciones cavitantes, fue también un tema abordado por Payri *et al.* [10]. En su estudio llevaron a cabo una completa caracterización hidráulica del flujo sobre toberas reales cilíndricas y cónicas. Dicho estudio comprendía medidas de gasto másico y de flujo de cantidad de movimiento, cuya combinación permitió la obtención de la velocidad efectiva a la salida y diversos coeficientes adimensionales del flujo como el coeficiente de descarga y coeficiente de reducción de área (Figura 2.18, adaptada de [10]). Payri *et al.* demostraron que, a diferencia de lo que ocurre con el gasto másico, el flujo de cantidad de movimiento no experimenta un colapso como consecuencia de la cavitación. Explicaban este fenómeno apoyándose en la existencia de vapor cerca de la pared, que conseguía reducir las pérdidas por fricción a lo largo de la superficie del orificio. Otro resultado interesante que se desprende de este trabajo es la confirmación del aumento de la velocidad del flujo a la salida que se produce con la cavitación, y la reducción del área efectiva disponible para la salida de combustible en fase líquida.

Si bien Payri *et al.* determinaron los valores de velocidad del combustible a la salida del orificio a partir de medidas de gasto másico y de flujo de cantidad de movimiento, existen también otras técnicas experimentales que permiten la obtención directa de la velocidad del flujo.

Así, Soteriou *et al.* [47] emplearon la técnica conocida como LDV (*Laser Doppler Velocimetry*) sobre orificios a escala, observando que la separación de la capa límite causada por la entrada del combustible en el orificio provoca la existencia de una zona de recirculación con enormes variaciones del perfil de velocidad. Winklhofer *et al.* [66] y He y Ruiz [67] llegaron a la misma conclusión mediante LDV, si bien estos últimos observaron además que la turbulencia

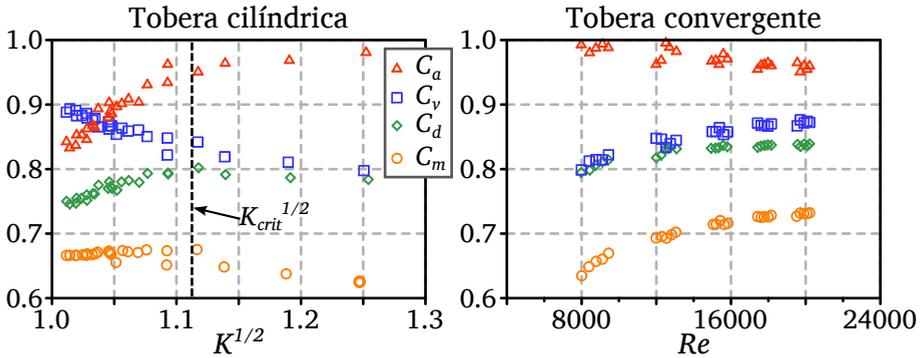


Figura 2.18: Coeficientes adimensionales  $C_a$ ,  $C_v$ ,  $C_d$  y  $C_m$ .

generada aguas abajo de la cavitación es mayor que la existente en la zona de recirculación formada en la entrada del orificio.

Otra de las técnicas experimentales más utilizadas para conocer la velocidad del flujo interno es la técnica conocida como PDPA (*Phase Doppler Particle Analyzer*). A diferencia del LDV, esta técnica permite medir la velocidad del flujo y el tamaño de las partículas. Suh y Lee [68] determinaron mediante PDPA la velocidad a la salida de la tobera (Figura 2.19, adaptada de [68]), investigando los efectos de la cavitación sobre la atomización del combustible para toberas con diferente relación longitud-anchura ( $L/W_o$ ).

Esta misma técnica fue también utilizada por Knox-Kececy *et al.* [64], realizando medidas de la velocidad media y de las fluctuaciones de la velocidad sobre toberas transparentes a escala. Esto permitió la obtención de valores de velocidad no sólo a la salida, sino también a la entrada y en varios puntos intermedios del orificio, analizando en detalle la influencia del radio de acuerdo y la relación longitud-diámetro ( $L/D_o$ ) sobre los perfiles de velocidad para diferentes números de Reynolds. Según Knox-Kececy *et al.*, las fluctuaciones de velocidad son muy pequeñas en orificios con radios de acuerdo importantes, mientras que en orificios sin entrada redondeada se puede observar una gran variación de los perfiles de velocidad en la zona cercana a la pared, perdiendo intensidad a medida que se aleja de la entrada del orificio.

Otra de las técnicas experimentales más utilizadas para conocer la velocidad del flujo interno es la técnica conocida como LDV (*Laser Doppler Velocimetry*). Soteriou *et al.* [47] emplearon esta técnica sobre orificios a escala, observando que la separación de la capa límite causada por la entrada del combustible en el orificio provoca la existencia de una zona de recirculación con enormes variaciones del perfil de velocidad. Winklhofer *et al.* [66] y He y

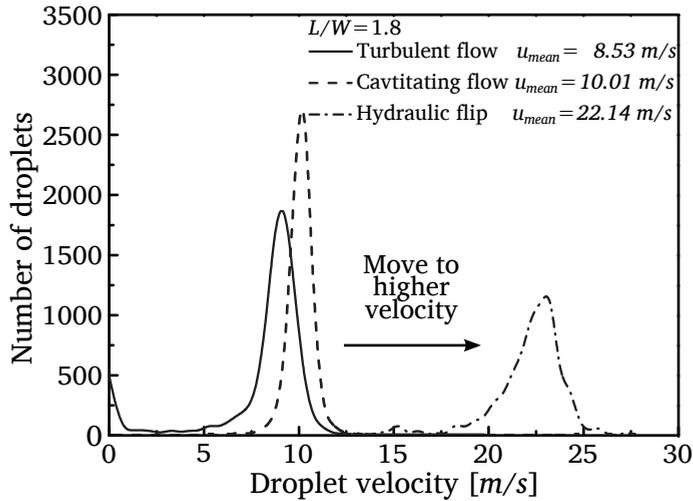


Figura 2.19: Efectos de las características del flujo en la velocidad.

Ruiz [67] llegaron a la misma conclusión mediante LDV, si bien estos últimos observaron además que la turbulencia generada aguas abajo de la cavitación es mayor que la existente en la zona de recirculación formada en la entrada del orificio.

### Visualización del flujo cavitante

Para lograr observar el comportamiento del flujo en condiciones cavitantes se han utilizado a través de los años modelos de toberas transparentes que permiten visualizar la formación de la cavitación y su desarrollo en el interior del orificio como se verá más adelante con mayor detalle. Otros estudios como el de la Morena [48] han visualizado las burbujas de cavitación a la salida del orificio usando toberas reales (no transparentes) inyectando en una atmósfera líquida.

Sin embargo, para estudiar la formación y apariencia de la cavitación, se hace imprescindible el uso de toberas transparentes. 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, aunque existen estudios que han conseguido resultados satisfactorios utilizando geometrías más similares a las de una tobera real [69-71].

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

### ***Orificios 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.

Uno de los trabajos más destacables en toberas de sección plana es el de Winklhofer *et al.* [66], donde llevaron a cabo ensayos de visualización sobre un canal de sección rectangular con una anchura ( $W_o$ ) de  $284\mu\text{m}$ ,  $300\mu\text{m}$  de espesor ( $t$ ), radio de entrada ( $r_e$ ) de  $20\mu\text{m}$  y una longitud de orificio ( $L$ ) de 1 mm. Este canal estaba formado por láminas de acero ubicadas entre un par de ventanas de zafiro (Figura 2.20, adaptada de [66]) y usó un sistema common-rail para inyectar combustible Diesel. Así, haciendo un barrido de contrapresiones a una presión de inyección de 10 MPa, observaron 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 presiones de descarga 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.

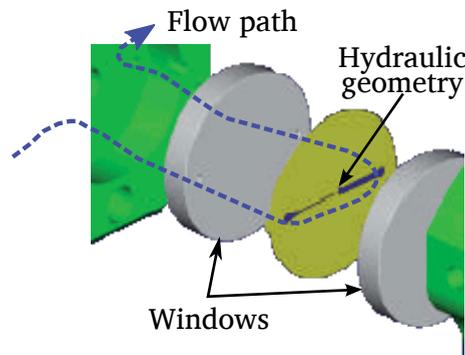


Figura 2.20: Modelo usado por Winklhofer *et al.* .

Daikoku *et al.* [72] trabajaron con geometrías planas transparentes a gran

escala formadas a partir de PMMA (polimetacrilato de metilo)<sup>1</sup> con una anchura del canal ( $W_o$ ) de 6 mm,  $t = 2$  mm y relaciones  $L/W_o$  entre 0.6-10. Daikoku *et al.* observaron que a medida que la relación  $L/W_o$  era menor, el líquido inyectado presentaba una mayor perturbación que promovía la atomización del chorro. Por otro lado corroboraron las similitudes entre las toberas planas y las toberas cilíndricas tanto en el comportamiento del flujo interno como en la atomización del chorro (Figura 2.21).

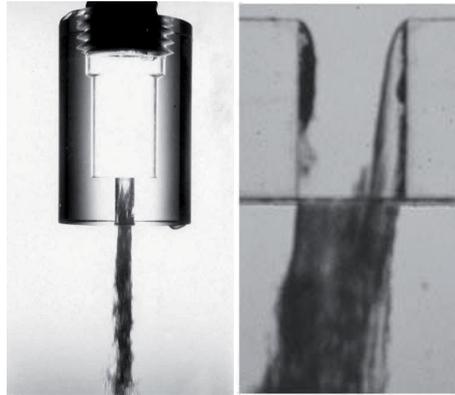


Figura 2.21: Similitud entre una tobera cilíndrica (izquierda) y una tobera plana (derecha).

Mishra y Peles [73] analizaron la cavitación en un micro-canal con un estrechamiento inferior al del orificio de una tobera  $W_o = 11.5 \mu\text{m}$  y  $t = 101.3 \mu\text{m}$ , observando el desarrollo de la cavitación usando como fluido de trabajo agua (Figura 2.22). En otro de sus trabajos, Mishra y Peles [74] compararon la influencia de la escala en la geometría, 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, encontrando que el coeficiente de descarga era sensiblemente menor pasando de condiciones cavitantes a no cavitantes debido a la resistencia de las burbujas generadas a colapsar. En este estudio se usó Pyrex (vidrio de borosilicato) como elemento transparente para cubrir el canal y así visualizar la formación de cavitación.

Otros de los trabajos más representativos en toberas planas son los llevados por Sou *et al.* [75], quienes realizaron un estudio que comprendía la visualización tanto de la cavitación como del chorro a la salida del orificio en un orificio

<sup>1</sup>También conocido como metacrilato, acrílico transparente, vidrio acrílico, plexiglass o lucite

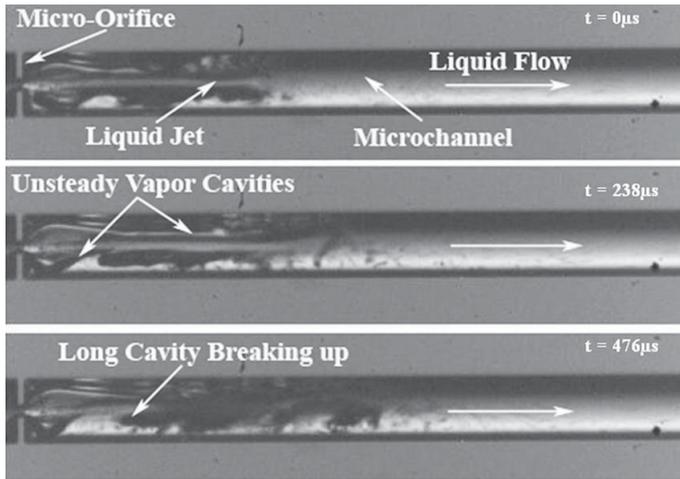


Figura 2.22: Desarrollo de la cavitación observado por Mishra y Peles.

rectangular a gran escala:  $W_o = 4$  mm,  $t = 1$  mm y  $L = 16$  mm. Las láminas que conforman la tobera fueron cubiertas de acrílico transparente (polimetacrilato de metilo) para permitir la visualización y al igual que Mishra y Peles usaron agua como fluido de trabajo (Figura 2.23, adaptada de [75]). Con estos estudios Sou *et al.* 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.

Posteriormente Sou *et al.* [55] determinaron la velocidad del fluido en la tobera usando partículas de carburo de silicio y un sistema LDV (*Laser Doppler Velocimetry*) a varios regímenes de cavitación, observado que en régimen de supercavitación el flujo al final del orificio que va del centro del orificio hacia las paredes es probablemente la causa del aumento del ángulo del chorro y la drástica mejora de la atomización. más recientemente Sou *et al.* [76] han trabajado con toberas de tamaño similar a sus estudios previos y con el mismo fluido pero usando orificios axisimétricos concluyendo que la cavitación se presenta y crece de forma asimétrica, lo cual se ve reflejado en una asimetría del chorro.

Park *et al.* [77] utilizaron geometrías similares ( $W_o = 6$  mm,  $t = 2$  mm y  $L = 9 - 16$  mm). Adicionalmente a los estudios y análisis de la visualización del flujo cavitante (similares a los realizados por otros autores), Park *et al.* midieron el diámetro de gotas mediante PDPA (*Phase Doppler Particle Analyzer*),

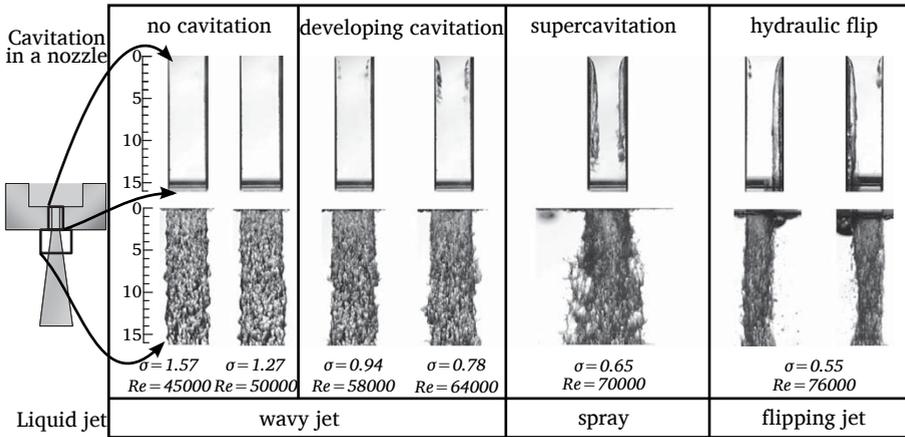


Figura 2.23: Imágenes del flujo interno y chorro en toberas 2D.

y compararon el comportamiento de la cavitación y el diámetro de gotas entre un Diesel convencional y un biodiesel 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 (Figura 2.24).

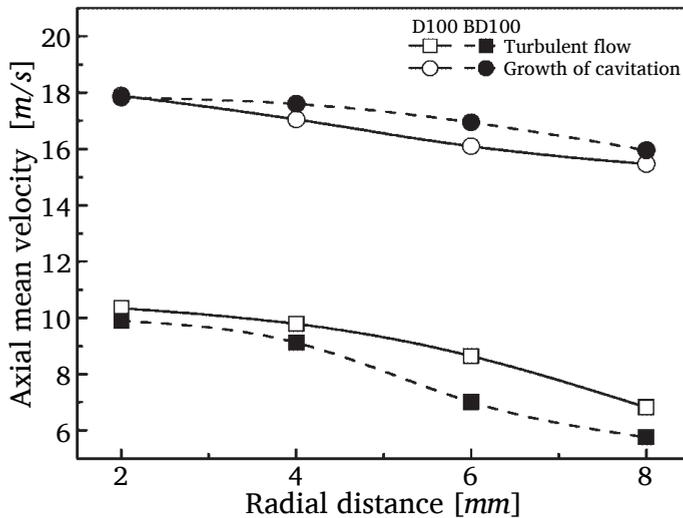


Figura 2.24: Comparación de la velocidad axial entre dos combustibles y dos patrones de flujo.

Suh y Lee [68] usando geometrías muy similares a las de Park *et al.* clasificó el flujo en el interior del orificio en tres zonas bien diferenciadas: zona turbulenta, zona cavitante y zona con hydraulic flip (Figura 2.25, adaptada de [68]). Además pudo observar que toberas con una mayor relación  $L/W_0$  tienen un coeficiente de descarga menor debido a mayores pérdidas por fricción en la pared. Los modelos tanto de Suh y Lee como de Park *et al.* usaron acrílico transparente para permitir la visualización del flujo.

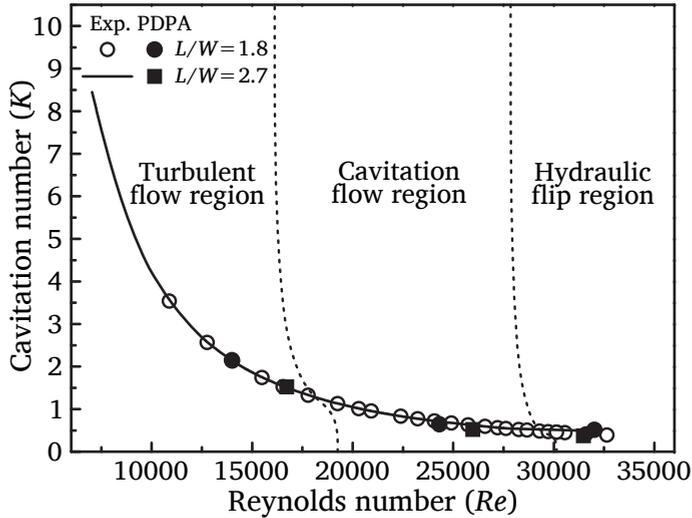


Figura 2.25: Clasificación del flujo cavitante.

He y Ruiz [67] por su parte desarrollaron un modelo de turbulencia que fue validado con un modelo de tobera plana a gran escala ( $W_0 = 38.1$  mm,  $L = 152.4$  mm) usando placas de plexiglas para permitir el acceso óptico. He y Ruiz hicieron un estudio de distribución de la velocidad media y de la intensidad de la turbulencia en el interior del orificio observando que la velocidad media más alta en condiciones cavitantes se presentaba en las zonas libres de burbujas y que la intensidad de la turbulencia obtenida en una zona cavitante era entre un 10 – 20 % más grande que la mostrada en zonas con recirculación.

Hasta este punto se ha mostrado como diferentes autores [66-68, 72, 74, 75, 77] han estudiado la cavitación en orificios transparentes de sección rectangular obteniendo conclusiones importantes acerca del comportamiento del flujo interno y en algunos casos su repercusión en el chorro. La gran ventaja que tiene usar este tipo de geometrías reside en la presencia de caras planas que facilita el acceso óptico al interior de los orificios, ya que desaparecen los

efectos debidos a la refracción que limitan el uso de muchas de las técnicas ópticas más habituales.

### **Orificios de sección circular**

Si bien trabajar con dimensiones reales en orificios de sección rectangular es una tarea difícil, es evidente que al trabajar con toberas con geometrías reales la complejidad en el momento de visualizar el flujo y analizar su comportamiento es mayor. A pesar de ello, otros autores han hecho el esfuerzo de visualizar la cavitación en geometrías de sección circular tanto en modelos a gran escala como en modelos a escala real.

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 a gran escala, algunos autores vinculan la aparición de la cavitación con el aumento del ángulo, como Hiroyasu *et al.* [53], mientras que otros observan ese incremento de ángulo en condiciones en que la cavitación se extiende hasta la salida de la tobera [78-80] (ver Figura 2.26, tomada de [78]). Por otra parte, Soteriou *et al.* muestran un importante descenso del ángulo de apertura del chorro cuando aparece el fenómeno de *hydraulic flip* [32] y Bunnell *et al.* [81] muestran un comportamiento fuertemente oscilatorio de la cavitación.

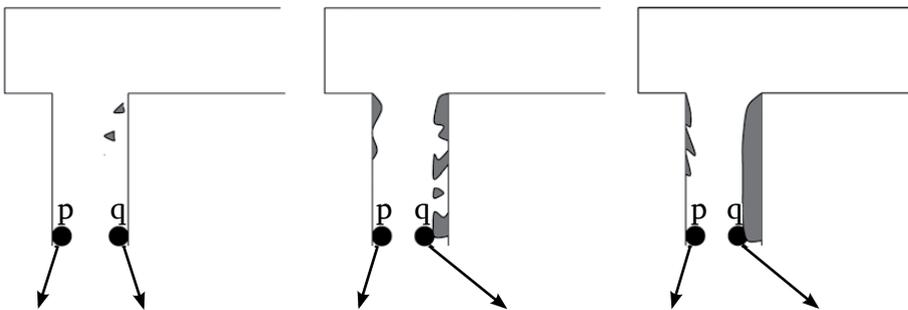


Figura 2.26: Esquema de la formación de la asimetría del chorro.

En cuanto al aspecto de la cavitación, se puede observar que en los modelos a gran escala la cavitación se muestra como una nube formada por una distribución homogénea de pequeñas burbujas [32, 82] (Figura 2.27, adaptada de [82]).

Adicionalmente, Arcoumanis *et al.* y Gavaises *et al.* [83, 84] han observado la presencia de cavitación generada por vórtices presentes en el saco de las toberas de inyección al trabajar con geometrías multiorificio (Figura 2.28, adaptada de [85]). 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 [14].

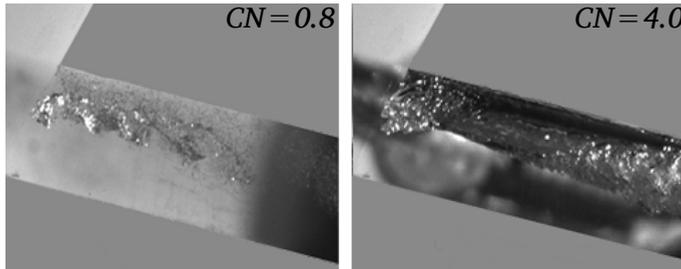


Figura 2.27: Apariencia de la cavitación en forma de burbujas.

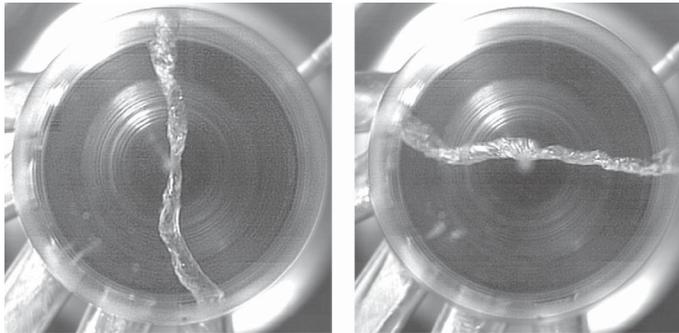


Figura 2.28: Cavitación en forma de vórtices.

Otro aspecto importante en cuanto a la apariencia de la cavitación en toberas multiorificio (especialmente en las toberas de tipo VCO) es el de la asimetría. En efecto, en las toberas multiorificio (que son las usadas 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 entra preferentemente por la parte superior, hace que la cavitación

se forme en mayor medida en la mitad superior del orificio de entrada, como se pudo ver en la figura 2.9.b. Arcoumanis *et al.* [14] 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 observaron 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 de esperarse. 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 utilidad y menor complejidad 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.* [46] 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.* [32] veían la cavitación como una distribución de burbujas en forma de nube, Chaves *et al.* la observaron en forma de películas o láminas concluyendo que la cavitación por si misma tiene su propia escala y que ésta va a depender del tiempo de colapso de una determinada cavidad y de la velocidad del flujo. Arcoumanis *et al.* [86] y Walther [70] 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 2.29, adaptada de [70].

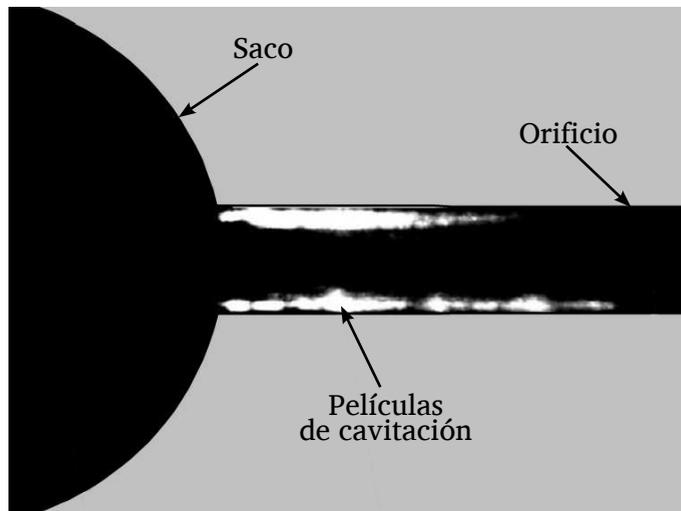


Figura 2.29: Cavitación en forma de películas, láminas o bolsas de vapor.

Otro de los estudios realizados con toberas de dimensiones reales es el de Blessing *et al.* [71], donde estudian los efectos de la cavitación en el micro-ángulo formado por el chorro en los primeros milímetros a la salida de la tobera (Figura 2.30).

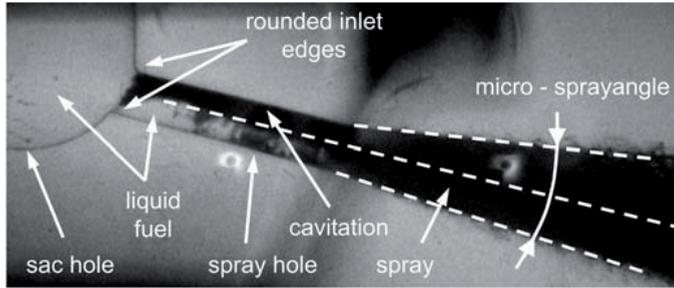


Figura 2.30: Flujo interno cavitante y chorro en los primeros milímetros.

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 [69, 71, 87-90]. 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, las conclusiones de la influencia de la cavitación sobre el comportamiento del flujo y del chorro parecen ser similares.

Finalmente, existen otros estudios que aunque no han usado modelos transparentes para visualizar el flujo en el interior del orificio, si han estudiado la influencia de la cavitación en el comportamiento hidráulico y desarrollo del chorro. Así, De la Morena [48], observó la influencia de la cavitación en la caracterización hidráulica de la tobera inyectando en una atmósfera líquida con el fin de visualizar las primeras burbujas a la salida del orificio. De esta forma pudo ver que las primeras burbujas aparecen antes que el flujo másico colapse como se puede observar en la Figura 2.31. Sin embargo en este tipo de estudios no es posible conocer el comportamiento y la formación de la cavitación en el interior del orificio.

#### 2.4.2. Estudios computacionales

Tal y como se comentó anteriormente, el estudio experimental del flujo interno en condiciones cavitantes presenta enormes dificultades debido a las

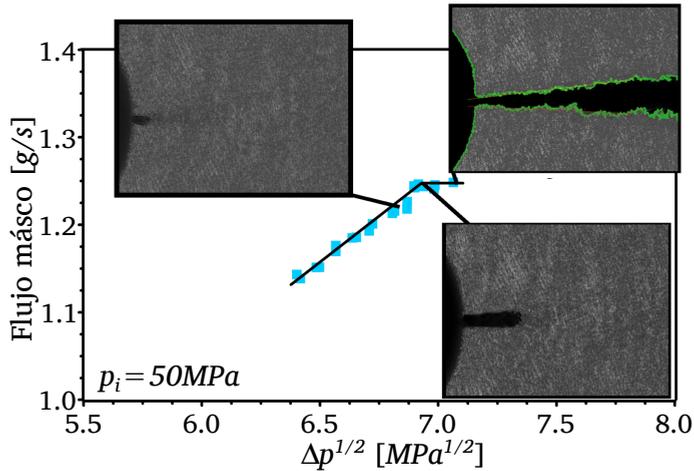


Figura 2.31: Burbujas de cavitación a la salida del orificio inyectando en atmósfera líquida.

reducidas dimensiones de los orificios de descarga, la naturaleza transitoria del proceso de inyección, los grandes gradientes de presión y velocidad y la naturaleza bifásica del flujo cavitante.

Por ello, el uso de herramientas de cálculo de dinámica de fluidos (CFD) ha crecido de manera considerable durante la última década, permitiendo estudiar con mayor detalle el comportamiento del flujo, reducir los costos de nuevos diseños y reducir el tiempo asociado a los ensayos experimentales en el laboratorio.

Sin embargo, el empleo de presiones de inyección de hasta 200 MPa en motores Diesel fuerza al uso de complejos modelos tridimensionales basados en las ecuaciones de Navier-Stokes, puesto que los modelos iniciales basados en correlaciones empíricas resultan ser cada vez más imprecisos.

Actualmente existen numerosos modelos para la simulación de la cavitación en toberas de inyección. A continuación se describen las dos familias de modelos más habituales para el tratamiento de este tipo de flujos: modelos de dos fluidos y modelos de mezcla.

### Modelos de dos fluidos

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 adicional que simula el cambio de fase. Algunos estudios que han aplicado este tipo de modelos son mostrados a continuación.

El modelo de Alajbegovic *et al.* [91, 92] tiene en cuenta la dinámica de las burbujas. El cambio de fase se simula mediante la ecuación de Rayleigh-Plesset linealizada. 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.

Por otro lado, Yuan y Schnerr [93] resuelven la ecuación de transporte para la fase vapor, introduciendo 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 dependerán 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.

Mas adelante, Gavaises *et al.* [83] simulan la fase vapor 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.

Salvador [33] utilizó también un modelo de dos fluidos para el estudio del flujo interno en condiciones cavitantes y no cavitantes en toberas de inyección. Dicho modelo, basado en la teoría de nucleación de Kubota [94], permitió evaluar la influencia de diversos parámetros geométricos (inclinación del orificio respecto al eje de la tobera, longitud del orificio, radio de acuerdo, conicidad, etc.) y de las propiedades del combustible sobre el flujo interno y las condiciones críticas de cavitación.

Otro de los autores que empleó un modelo de dos fluidos para el estudio de la cavitación en el interior de los orificios de descarga de las toberas de inyección Diesel fue Lambert [95]. Dicho modelo, implementado en el código MELODIF, resuelve para cada una de las fases las ecuaciones de conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía, cerrando este sistema de seis ecuaciones mediante la ecuación de Rayleigh-Plesset simplificada.

Si bien el uso de la ecuación de Rayleigh-Plesset simplificada está ampliamente extendida, existen también modelos de dos fluidos en los que la dinámica de las burbujas se modela mediante la ecuación de Rayleigh-Plesset original [96], teniendo en cuenta los términos inerciales, viscosos y de tensión superficial. Este es el caso del modelo implementado por Giannadakis *et al.* [96], basado también en el modelo desarrollado por Alajbegovic *et al.* , cuya valida-

ción se llevo a cabo sobre toberas de inyección transparentes a escala y tamaño real, para diferentes levantamientos de aguja y condiciones de operación.

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 conforme 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 [97]. Esto es especialmente importante para condiciones de cavitación intensa, donde los gradientes de velocidad y presión producido son muy grandes [98].

### Modelos de mezcla

En este tipo de modelos, el flujo se considera como un fluido homogéneo con propiedades intermedias entre las del líquido y las del vapor, por lo que 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. Los estudios más relevantes usando modelos de mezcla son mostrados a continuación.

Schmidt *et al.* [99] incorporó 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 las ondas de presión. El modelo aunque está realizado para flujo laminar, su uso puede justificarse en parte debido a que la influencia de la cavitación sobre el flujo es mayor que la de la turbulencia.

Dumont [100] 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.

Por otro lado, en el modelo de Srinivasan *et al.* [101] la compresibilidad de la mezcla se calcula mediante la ecuación de estado de Wallis [102], 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.* [103] 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 in-

teracción con modelos de turbulencia tipo LES (*Large Eddy Simulation*). Este modelo se encuentra actualmente disponible en el código OpenFOAM.

Salvador *et al.* [104] tomaron el modelo de Kärholm y realizaron 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, validaron el modelo a partir de ensayos experimentales realizados con toberas tanto mono-orificio como comerciales.

Ning *et al.* [105] hicieron su principal aporte acoplando 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.

Otros autores como Schmidt [106] y De la Morena [107] han usado el modelo de mezcla HRM (Homogeneous Relaxation Model) llevando a cabo una implementación multidimensional en estado de no equilibrio termodinámico, lo cual ha permitido observar las características multidimensionales del flujo e incluso el colapso del gasto másico en canales cortos.

Más recientemente, Martínez [24] ha usado y puesto a punto el código de cavitación implementado en OpenFOAM, empleando esquemas numéricos usados en la resolución de las ecuaciones del modelo de cavitación y haciendo una elección adecuada de las condiciones de contorno y de los métodos de turbulencia. En su trabajo ha logrado relacionar diversos fenómenos asociados a la cavitación como el colapso del gasto másico (Figura 2.32), el aumento de la velocidad y la turbulencia. Para la validación del modelo, Martínez utilizó resultados experimentales tomados de un orificio calibrado, de una tobera monorificio y de una tobera multiorificio.

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.* [108] han desarrollado un modelo de cavitación basado en la energía libre de Gibbs.

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 Diesel, 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

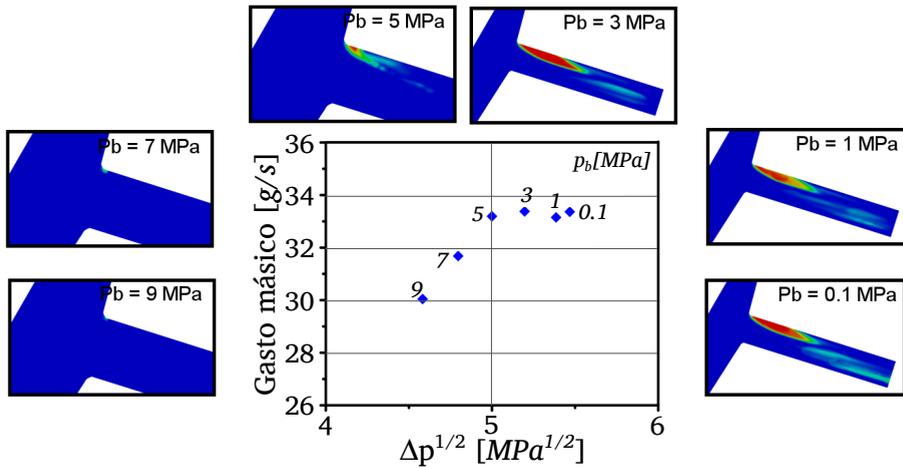


Figura 2.32: Modelo de cavitación asociado con el gasto másico.

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 factores importantes la difusión del gas y la coalescencia de las 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.

## 2.5. El chorro Diesel

En los motores Diesel de inyección directa el combustible es introducido en la cámara de combustión a través del inyector, en particular a través de los orificios de descarga de la tobera. Dicho combustible debe ser atomizado en pequeñas gotas con el objetivo de facilitar su evaporación y mezcla con el aire y por tanto su posterior combustión.

Parámetros como la densidad, la viscosidad o la velocidad del combustible a la salida de la tobera son algunos de los parámetros que influyen de manera significativa en el proceso de atomización del chorro. De ahí la enorme importancia que tiene comprender el comportamiento del flujo interno y como se relaciona con el desarrollo del chorro.

El presente apartado se divide en dos partes. En la primera se presenta una explicación detallada del proceso de atomización y de los principales mecanismos que intervienen en el mismo y en la segunda parte se realiza una

revisión de los parámetros característicos macroscópicos y microscópicos más empleados en la definición de un chorro Diesel.

### 2.5.1. El proceso de atomización

Para que comience 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 [53, 98, 109-114].

Justo en el instante en el que el combustible abandona el orificio de la tobera, este comienza a atomizarse formando un spray de forma cónica. Como consecuencia, se forman gotas y ligamentos que definen un chorro o spray de gran densidad en las proximidades de la tobera. Este proceso se conoce como atomización primaria. Estas gotas y ligamentos se rompen a su vez en gotas de menor tamaño debido a las fuerzas aerodinámicas provocadas por la velocidad relativa existente en las gotas de combustible y el aire que las rodea. Este proceso de formación de nuevas gotas se conoce como proceso de atomización secundaria. A continuación, se describe detalladamente cada uno de los procesos de atomización.

#### Atomización primaria

El proceso de atomización primaria de un chorro líquido está gobernado por diferentes mecanismos en función de la velocidad del líquido respecto al gas que lo rodea y de las propiedades de ambos fluidos, siendo el tamaño de las gotas formadas y la longitud intacta (distancia entre la tobera y el punto donde se forman las primeras gotas) parámetros característicos y representativos del proceso.

Según el estudio llevado a cabo por Reitz y Bracco [109] sobre chorros de sección circular, se pueden distinguir cuatro regímenes de atomización primaria en función de la velocidad del líquido en la sección de salida de la tobera (ver Figura 2.33): régimen de Rayleigh, primer y segundo régimen inducido por interacción aerodinámica y régimen de atomización (propio de chorros Diesel). A continuación se describe cada uno de estos regímenes de 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.

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

- Densidad del aire,  $\rho_a$  [ kg/m<sup>3</sup> ].
- Densidad del combustible,  $\rho_f$  [ kg/m<sup>3</sup> ].
- Velocidad de inyección o velocidad relativa entre el combustible y el aire,  $u_{ef}$  [ m/s ].
- Diámetro efectivo del orificio,  $D_{ef}$  [ m<sup>2</sup> ].
- Viscosidad del combustible,  $\mu_f$  [ kg/ms ].

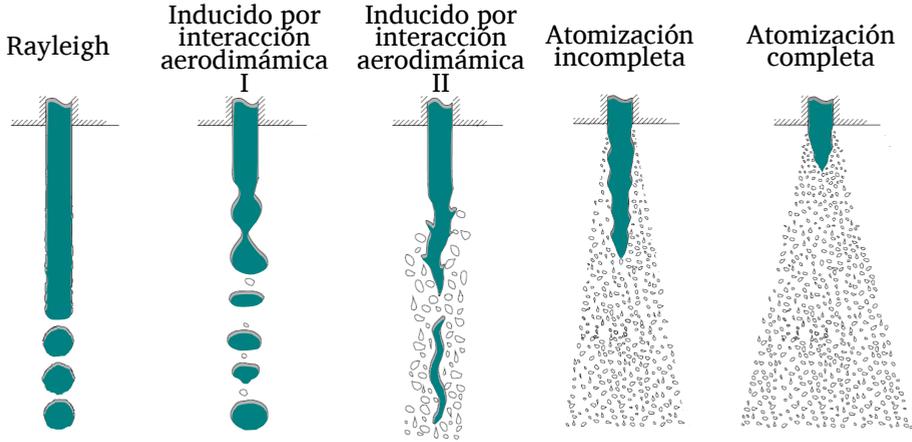


Figura 2.33: Esquema de los diferentes regímenes de atomización primaria.

- Tensión superficial del combustible respecto al gas,  $\sigma$  [ $\text{kg}/\text{s}^2$ ].

Con el objetivo de realizar una caracterización cuantitativa del proceso de atomización primaria, Ohnesorge [115] llevó a cabo medidas de la longitud intacta de un chorro, demostrando que el proceso de atomización podía ser caracterizado a través del número de Reynolds (ecuación 2.3) y del número de Weber, definido de acuerdo a la ecuación 2.22

$$We = \frac{\rho_f u_{ef}^2 D_o}{\sigma} \quad (2.22)$$

donde  $\sigma$  representa la tensión superficial en la frontera entre el líquido y el gas.

A partir de estos parámetros definió el número adimensional de Ohnesorge (ecuación 2.23). Este incluía todas las propiedades relevantes que intervienen en la atomización del chorro: la densidad y viscosidad del líquido, la tensión superficial y el diámetro del orificio.

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu_f}{\sqrt{\rho_f \sigma D_o}} \quad (2.23)$$

Gracias a estos parámetros fue posible la caracterización del proceso de atomización primaria de una manera relativamente sencilla, haciendo uso de diagramas como el presentado en la Figura 2.34, que permite determinar el

régimen predominante en la atomización de chorros en condiciones estacionarias.

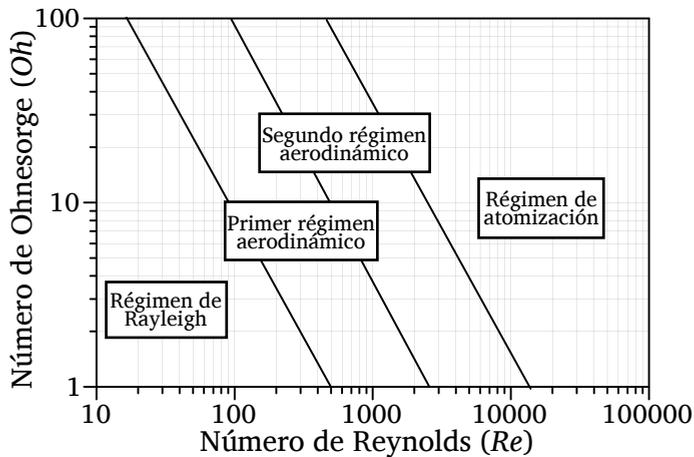


Figura 2.34: Diagrama de Ohnesorge.

Como puede verse en la Figura 2.34 y tomando en cuenta los valores típicos de inyección en un motor Diesel dados en la Tabla 2.1, el proceso de atomización primaria de un chorro Diesel está situado claramente en el régimen de atomización.

Sin embargo, este tipo de diagramas presenta el inconveniente de no tener en cuenta la influencia del gas sobre el que se inyecta, despreciando así efectos como la densidad del gas, que tal y como demostraron Hiroyasu y Arai [116] y Torda [117] pueden contribuir a mejorar la atomización del chorro. Por ello, Reitz [62] convirtió el diagrama bidimensional de Ohnesorge en un diagrama tridimensional, incluyendo una nueva variable que representa la relación de densidades entre el líquido inyectado y el gas que lo rodea ( $\rho_a/\rho_f$ ) como se muestra en la Figura 2.35.

### Atomización secundaria

Tras la ruptura inicial del chorro líquido en gotas y ligamentos, la atomización del mismo continúa con la aparición de nuevas gotas más pequeñas a partir de las ya formadas debido al efecto de las fuerzas aerodinámicas, provocadas por la diferencia de velocidad entre las gotas y el aire que las rodea.

No obstante, las fuerzas asociadas a la tensión superficial tratan de contrarrestar su deformación, intentando mantener su forma esférica inicial. De esta

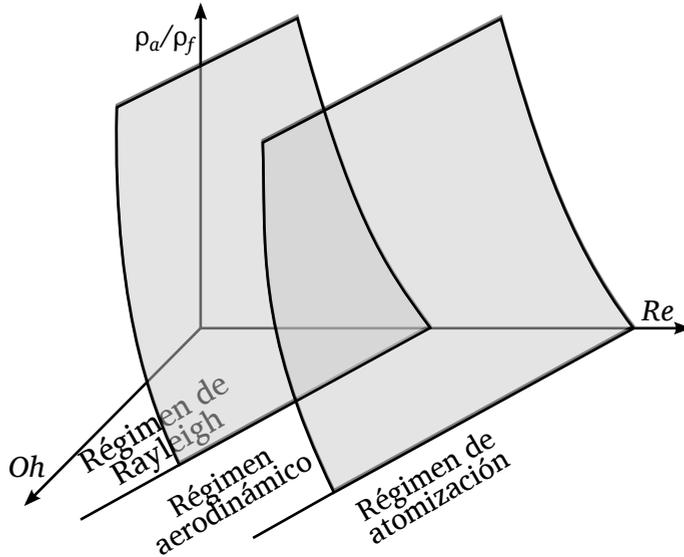


Figura 2.35: Esquema tridimensional del diagrama de Ohnesorge según Reitz.

forma, cuanto menor sea el tamaño de la gota mayor dificultad habrá para deformarla, puesto que su curvatura y por lo tanto su tensión superficial será mayor, siendo necesaria una mayor velocidad para producir su desintegración.

Al igual que en el proceso de atomización primaria, la atomización secundaria puede caracterizarse a través del número adimensional de Weber, que relaciona las fuerzas aerodinámicas con las fuerzas asociadas a la tensión superficial, aunque en este caso utilizando la densidad del gas en la cámara y la velocidad relativa entre las gotas y el gas que lo rodea como se muestra en la ecuación 2.24.

$$We_g = \frac{\rho_a u_{rel}^2 D}{\sigma} \quad (2.24)$$

Así, a partir de su valor y siguiendo la clasificación propuesta por Wierzba [118] se pueden distinguir cinco regímenes de atomización secundaria (Figura 2.36). Para números de Weber menores de 12, las fuerzas aerodinámicas no son capaces de provocar la ruptura de la gota, provocando únicamente pequeñas deformaciones de la misma. Sin embargo, un pequeño aumento de la velocidad relativa que conlleve un número de Weber cercano a 12 propiciaría el primer régimen de ruptura, conocido como atomización vibracional o de deformación,

en el que la deformación superficial de la gota crece de manera progresiva hasta provocar su división.

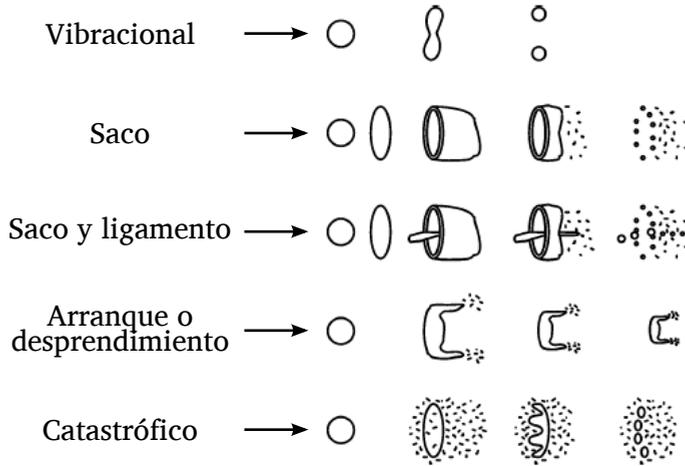


Figura 2.36: Regímenes de atomización secundaria según Wierzba.

En el segundo régimen de ruptura, correspondiente a números de Weber entre 12 y 20, la ruptura de la gota se identifica inicialmente con una deformación en forma de saco o bolsa que acabará por desencadenar la desintegración de la gota en una gran cantidad de gotas de pequeño tamaño. Este mecanismo de formación de nuevas gotas tiene un gran parecido al tercer régimen de atomización secundaria, puesto que la única diferencia radica en que además de formarse pequeñas gotas a partir de la gota en forma de saco, se crea un ligamento en su interior que da lugar a nuevas gotas de tamaño relativamente grande.

A continuación se encuentra el régimen de ruptura por arranque o desprendimiento en el cual se forman nuevas gotas como consecuencia de la deformación y desintegración de los extremos de la gota inicial. Este régimen se presenta cuando los números de Weber son menores a 100. El quinto y último régimen conocido como ruptura catastrófica ocurre al alcanzar números de Weber mayores a 1000.

Estos regímenes fueron también estudiados por Arcoumanis *et al.* [37] encontrando los mismos tipos de regímenes encontrados por Wierzba aunque con algunas discrepancias significativas a altos números de Weber como se puede observar en la Tabla 2.3.

Regímenes	Wierzba [118]	Arcoumanis <i>et al.</i> [37]
Vibracional	$\approx 12$	$\approx 12$
Saco	$< 20$	$< 18$
Saco y ligamento	$< 50$	$< 45$
Desprendimiento	$< 100$	$< 1000$
Catastrófico	$> 100$	$> 1000$

Tabla 2.3: Números de Weber para los distintos regímenes de atomización secundaria.

### Mecanismos de atomización

A pesar de los numerosos estudios experimentales realizados hasta el momento, los mecanismos asociados al proceso de atomización de la vena líquida son en parte desconocidos. Se cree que la atomización es debida a la superposición de diversos mecanismos independientes que en función de las condiciones de inyección pueden cobrar más o menos importancia relativa. Dichos mecanismos se explican a continuación.

- Inestabilidades aerodinámicas.

Una vez que se ha generado una perturbación inestable en la interfase entre el líquido y el 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 diversos autores, como Reitz y Bracco [109] o Ruiz [119], basándose principalmente en el análisis lineal de Taylor [120]. 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 de los chorros estimados teóricamente son menores que los caracterizados experimentalmente, poniendo de manifiesto que existen entonces otros efectos im-

portantes que favorecen el proceso de atomización. Adicionalmente, la teoría aerodinámica no considera la influencia de la geometría del orificio, que tiene un efecto muy importante en el caso de la inyección Diesel. En consecuencia, no es posible explicar el fenómeno de atomización del chorro Diesel únicamente por el análisis de las inestabilidades en la superficie de la vena líquida.

- **Turbulencia.**

Otros autores como Ruiz [121], han descrito la turbulencia como una de las causas principales de la atomización. Esta turbulencia se generaría en los orificios de descarga de la tobera. Dentro de los orificios, la componente radial de la velocidad turbulenta está contenida por las paredes. Sin embargo, a la salida del inyector, la componente radial de las fluctuaciones turbulentas expulsa el combustible fuera de la vena líquida, provocando la atomización. Este mecanismo permite explicar la atomización de chorros inyectados en el vacío y para los cuales no existe interacción aerodinámica posible con el ambiente. Por otra parte, es evidente que no es el único mecanismo de la atomización de un chorro Diesel ya que es ajeno a las grandes variaciones del comportamiento del chorro en función de la densidad del gas.

- **Reorganización del perfil de velocidad.**

Otro mecanismo que provoca la atomización de la vena líquida es la modificación del perfil de velocidad del fluido justo a la salida del orificio. Los esfuerzos viscosos debidos a la presencia de la pared del orificio desaparecen y el combustible cerca de la superficie de la vena líquida se acelera produciendo inestabilidades. Según el mecanismo propuesto por Brennen [121], esta modificación de la velocidad produce perturbaciones en la superficie del líquido que favorecen la atomización. En el caso de un flujo laminar en el orificio, el perfil de velocidades corresponde a un flujo de Poiseuille. Al desaparecer las paredes, este perfil se transforma en un perfil uniforme. Si la cantidad del movimiento se conserva, esta reorganización del perfil supone una disminución de la energía cinética de la vena líquida, lo que se traduce en la generación de velocidades radiales que provocan la atomización.

- **Cavitación**

El fenómeno de la cavitación es otro de los mecanismos de atomización más importantes. Su influencia sobre el proceso de atomización puede ser de tres tipos. Por una parte, la aparición de cavitación suele provocar la separación del flujo respecto a la pared del orificio. Esta separación y el eventual posterior contacto del flujo contra la pared, en el caso de existir

colapso de la cavidad a lo largo del orificio, provocarían un incremento de la turbulencia que, tal como se ha apuntado anteriormente, incrementaría la atomización. De hecho, son muchos los trabajos experimentales publicados que muestran como la cavitación desarrollada en toberas de inyección Diesel contribuye a la atomización del chorro, dando lugar a chorros con una menor penetración y un incremento del ángulo de apertura [32, 33, 45, 48-50, 122]. Esta mejora de la atomización se basa principalmente en el aumento de los niveles de turbulencia, debido al incremento de las fluctuaciones de velocidad provocadas por la reducción de área efectiva, y a la implosión o desintegración de burbujas en las cercanías de la superficie del chorro.

Por otra parte, la presencia de burbujas de vapor en el seno del combustible y en el caso de llegar a la salida, inducirían discontinuidades en el líquido que facilitarían la división del chorro en ligamentos y gotas. Además, la llegada de burbujas a la sección de salida del orificio reduce la sección efectiva para el paso de combustible, incrementándose la velocidad media del mismo y modificando el perfil de velocidades (Figura 2.37). No obstante, tal y como demostraron Chaves y Obermeier [123], no es necesario que las burbujas alcancen la salida del orificio para modificar dicho perfil.

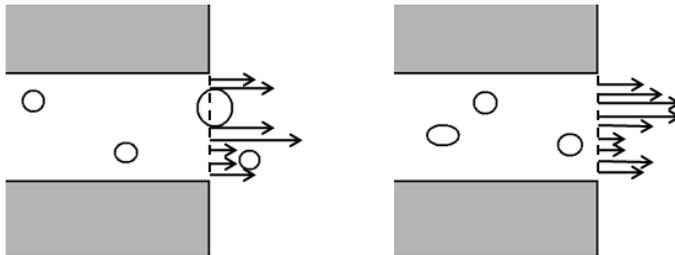


Figura 2.37: Influencia de la cavitación en el perfil de velocidades.

Además, tal como mostró De la Morena [48], el fenómeno de la cavitación provoca un aumento del nivel de irregularidades en el perfil del chorro. Este hecho se traduce en una mayor magnitud de las oscilaciones (definida como la desviación promedio del contorno del chorro respecto a su perfil medio) y una menor distancia entre picos o valles consecutivos. Este resultado es indicativo de la notable influencia de la cavitación sobre el proceso de atomización, visiblemente influenciado por las oscilaciones de la interfase líquido-gas.

### 2.5.2. Caracterización del chorro Diesel

En la sección anterior se mostró el comportamiento del chorro una vez sale del orificio, teniendo lugar los procesos de atomización primaria y secundaria. 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) así como otros parámetros que cuantifican el comportamiento del chorro de forma más local (velocidad, concentración, diámetro de gotas, micro-ángulo de apertura). Por consiguiente, a continuación se mostrará un resumen de los estudios más relevantes de chorro tanto a nivel macroscópico como microscópico.

#### Caracterización macroscópica

La descripción macroscópica del chorro Diesel se centra en parámetros que permiten evaluar la interacción del chorro inyectado con el aire que lo rodea, siendo habitual su caracterización a través de tres parámetros: la penetración ( $S$ ), el ángulo de apertura del chorro ( $\theta$ ) y el volumen de aire englobado.

El chorro a nivel macroscópico muestra dos zonas bien diferenciadas (ver Figura 2.38): una primera zona estacionaria, que ocupa aproximadamente entre el 60 % y 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 semiéptica, debido a la interacción aerodinámica con el gas existente en la cámara de descarga.

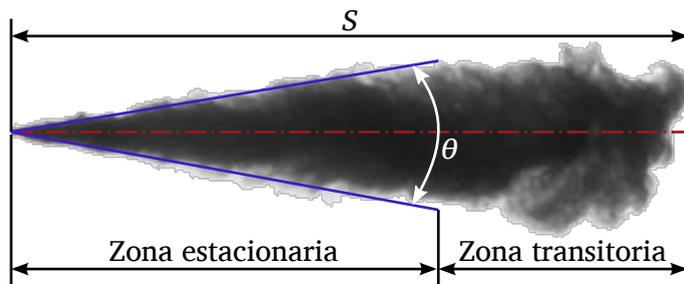


Figura 2.38: Estructura macroscópica de un chorro Diesel.

#### *Penetración, $S$*

La penetración de un chorro se define como la distancia entre el orificio de

salida de la tobera y el frente del chorro. Este parámetro es un importante indicador del proceso de mezcla y da la posibilidad de conocer si el frente del chorro alcanza las paredes de la cámara de combustión, factor que influye notablemente en el desarrollo del proceso de combustión y en la formación de contaminantes [124, 125].

Hay y Jones [126] y Dent [127] 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.

Además de estos trabajos existen otros trabajos dedicados al estudio de la penetración del chorro en los que se han obtenido un gran número de correlaciones. En general, en todas ellas se observa la dependencia de la penetración con la diferencia entre la presión de inyección y la presión de descarga, las características de la tobera (diámetro del orificio y el coeficiente de descarga), la relación de densidades entre el gas ambiente y el combustible, el ángulo del chorro y el tiempo [6]. Haciendo un análisis dimensional, se puede ver que la penetración del chorro es proporcional a la expresión mostrada en la ecuación 2.25.

$$S \propto \dot{M}_f^{1/4} \rho_a^{-1/4} \tau^{1/2} \quad (2.25)$$

donde  $\dot{M}_f$  es el flujo de cantidad de movimiento,  $\rho_a$  la densidad del aire y  $\tau$  el tiempo.

De hecho, las correlaciones existentes en la bibliografía muestran exponentes muy parecidos a los descritos anteriormente, aunque se diferencian en el valor que adquiere la constante de proporcionalidad dada normalmente en función de  $\tan^{cte}(\theta/2)$  donde el exponente *cte* puede variar, aunque resulta común encontrar que este valor es igual a  $-1/2$ .

En este sentido, Desantes *et al.* [128] propusieron una correlación para la penetración de un chorro Diesel no evaporativo como se muestra en la ecuación 2.26.

$$S \propto \dot{M}_f^{1/4} \rho_a^{-1/4} \tan^{-1/2}(\theta/2) \tau^{1/2} \quad (2.26)$$

Además conociendo que la cantidad de movimiento puede ser expresada de acuerdo a la ecuación 2.27, la ley de penetración queda definida como se muestra en la ecuación 2.28.

$$\dot{M}_f = \dot{m}_f u_{ef} = \rho_f C_a \frac{\pi}{4} D_o^2 C_v^2 u_B^2 = \frac{\pi}{2} C_a D_o^2 C_v^2 \Delta p \quad (2.27)$$

$$S \propto \rho_a^{-1/4} \Delta p^{1/4} D_o^{1/2} \tan^{-1/2}(\theta/2) \tau^{1/2} \quad (2.28)$$

Tal y como se desprende de las expresiones anteriores, la penetración de un chorro Diesel es función directa del diámetro del orificio, de la diferencia de presiones aguas arriba y aguas abajo del orificio, de la inversa de la densidad del gas ambiente y de la tangente del semi-ángulo del chorro.

Para el caso de un chorro Diesel evaporativo, Naber y Siebers [39] observaron que la vaporización del chorro puede reducir su penetración hasta un 20% en comparación con un chorro no evaporativo. Según Naber y Siebers, esta reducción se debe principalmente a un aumento en la densidad de la mezcla del gas ambiente y vapor de combustible en el seno del chorro, ya que éste se enfría a causa de la evaporación del mismo.

Finalmente, en condiciones reactivas, la penetración del chorro aumenta debido fundamentalmente a la liberación de calor que provoca un aumento notable del volumen específico en el seno del mismo. En estas condiciones, se asume que la relación dada por la ecuación 2.28 permite únicamente evaluar cualitativamente la influencia de la densidad del gas ambiente sobre la penetración total del chorro.

### **Ángulo de apertura, $\theta$**

El ángulo de apertura junto con la penetración son los parámetros más habituales en la descripción del chorro. Éste se define como el ángulo que forman

dos rectas que delimitan el contorno del chorro y que se cruzan en el orificio de salida del inyector, siendo función al igual que la penetración de las condiciones de inyección, propiedades del combustible inyectado y del gas presente en la cámara de combustión, además de las características geométricas del orificio [39, 129-133].

Naber y Siebers [39] realizaron una extensa revisión bibliográfica sobre las diferentes expresiones propuestas por diversos autores relacionando el ángulo del chorro y las condiciones de operación para chorros no evaporativos. En esta revisión, los autores afirman que, para elevadas presiones de inyección y considerando un único combustible, el ángulo de apertura del chorro depende de los parámetros geométricos de los orificios de descarga de la tobera y de la relación de densidades entre el gas ambiente y el combustible.

Precisamente, esta relación de densidades se asocia en todas las correlaciones encontradas en la literatura con un exponente que varía entre 0.2 y 0.5. Según Naber y Siebers, este exponente toma un valor de 0.19 de acuerdo con los resultados experimentales como se muestra en la ecuación 2.29.

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \propto \left(\frac{\rho_a}{\rho_f}\right)^{0.19} \quad (2.29)$$

Si bien parece que en condiciones evaporativas existe un fenómeno de contracción del ángulo del chorro similar al descrito para la penetración [39], en general se puede asumir que la densidad del gas ambiente es un parámetro influyente tanto en condiciones no evaporativas como evaporativas, cuya influencia se puede cuantificar por medio del valor del exponente que acompaña a la relación de densidades asumiendo densidad constante para el combustible.

Kampmann *et al.* [40] 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, se ha observado 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 [33] 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.* [75] 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 [90] 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 Diesel 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.

Por último, para chorros reactivos se ha obtenido confirmación experimental del aumento del ángulo de apertura del chorro que se produce como consecuencia de la liberación de calor asociada al proceso de combustión. El factor de escalado entre el ángulo de chorro inerte y reactivo se puede obtener considerando que el incremento de volumen específico debido a la liberación de calor produce una expansión radial en el seno del chorro.

### ***Volumen de aire englobado***

El volumen de aire englobado permite cuantificar el proceso de mezcla del combustible con el aire que lo rodea, siendo un claro indicador de la concentración global de combustible y un factor clave en el proceso de evaporación del chorro.

### **Caracterización microscópica**

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. Otros parámetros como el micro-ángulo de apertura del chorro ( $\theta_m$ ), la longitud no perturbada ( $L_p$ ) y la

longitud de rotura de la vena líquida (*break-up length*  $L_b$ ) ayudan a cuantificar el comportamiento del chorro de forma local.

### **Tamaño de gotas**

Uno de los parámetros que mejor define el grado de atomización del chorro es el diámetro de las gotas. Sin embargo, el tamaño de las gotas que forman el chorro no es uniforme, existiendo una gran variabilidad tanto espacial como temporal. Por ello, se suele recurrir a un diámetro medio representativo de todo el conjunto, cuyo valor puede obtenerse a partir de la ecuación propuesta por Mugele y Evans [134] (ecuación 2.30), donde  $\phi_i$  representa el diámetro de una gota y  $N g_i$  el número total de gotas de tamaño  $\phi_i$ .

$$\phi_{a^*b^*} = \left( \frac{\sum_i^{Ng} N g_i \cdot \phi_i^{a^*}}{\sum_i^{Ng} N g_i \cdot \phi_i^{b^*}} \right)^{\frac{1}{a^*-b^*}} \quad (2.30)$$

A partir de esta ecuación se pueden definir diversos tipos de diámetros en función de los valores que tomen las constantes  $a^*$  y  $b^*$ , siendo los diámetros más empleados en la caracterización de los chorros Diesel el diámetro aritmético con valores de:  $a^* = 1$  y  $b^* = 0$  y el diámetro medio de Sauter (SMD) con valores de  $a^* = 3$  y  $b^* = 2$ . El diámetro medio de Sauter representa el diámetro de las gotas de un chorro monodisperso que tuviera la misma relación volumen/superficie que el chorro polidisperso caracterizado. Así, cuanto menor sea el diámetro medio de Sauter, mayor será la superficie de la gota respecto a su volumen, siendo por tanto mayor la eficiencia del proceso de mezcla y evaporación.

### **Distribución de velocidades y concentraciones de gotas**

La distribución de velocidades, al igual que la concentración de combustible está estrechamente ligada a la distribución del tamaño de las gotas. Sus perfiles transversales al eje del chorro son isomorfos. Existen diferentes expresiones en la literatura que modelan el perfil radial de velocidad de un chorro Diesel [25, 135-137]. Desantes *et al.* [138] hicieron un estudio comparativo de estos perfiles, llegando a la conclusión de que el perfil que mostraba un mejor comportamiento a la hora de reproducir las características del chorro Diesel es el perfil gaussiano propuesto anteriormente por Correas [139] y mostrado en la ecuación 2.31.

$$u(x, r) = u_{eje}(x) \exp \left[ -\alpha \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (2.31)$$

donde  $R$  representa el radio del cono al cual se asemeja el chorro y  $\alpha$  el coeficiente de campana de la distribución gaussiana. Estos perfiles gaussianos pueden ser extendidos a la caracterización de la concentración a través del número de Schmidt ( $Sc$ ), que se define como la relación entre la difusión de cantidad de movimiento y la difusión másica (ecuación 2.32).

$$Sc = \frac{\nu_f}{Dm} \quad (2.32)$$

Si bien, la evolución radial de velocidades y concentraciones de gotas resulta relativamente sencilla de caracterizar, la caracterización axial de ambos parámetros resulta mucho más compleja. Aún así, existen algunos modelos publicados que permiten su estimación [140].

#### ***Longitud inicial o no perturbada, $L_p$***

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. De la Morena [48] observó como 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; en cambio, se ve que esta longitud decrece significativamente al llegar a las condiciones en que se detectaron las burbujas de cavitación.

#### ***Longitud intacta***

Se define como la distancia entre el orificio de la tobera y el punto del chorro donde comienza a aparecer las primeras gotas como consecuencia del proceso de atomización. Numerosos estudios han demostrado su variabilidad en función de la relación de densidades entre el combustible y el gas [39, 48, 116, 141-145], el diámetro y la relación diámetro-longitud del orificio [48, 146, 147], las temperaturas de ambos fluidos [145] o las propiedades físicas y químicas del combustible [145, 148].

#### ***Longitud de rotura, $L_b$***

Se define como la distancia axial desde la salida del orificio donde la vena líquida del chorro desaparece. Esta longitud depende, entre otros factores, de la velocidad de salida del líquido como se observa en la Figura 2.39 (adaptada de [116]). Como se puede apreciar, el comportamiento de la longitud de rotura varía con la velocidad de salida a lo largo de la curva. Lefèvre [112] asocia estos tramos a las características más o menos turbulentas del flujo a la salida del orificio.

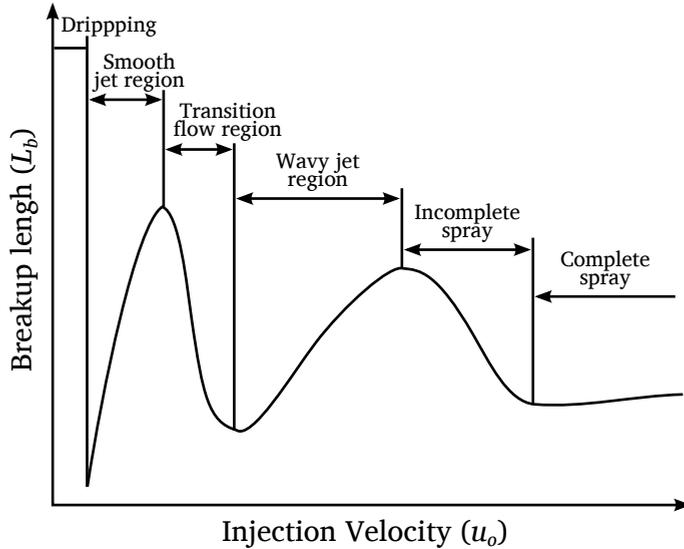


Figura 2.39: Evolución de la longitud de rotura en función de la velocidad del chorro.

Hiroyasu [53] en sus estudios tanto en toberas de tamaño real como a gran escala (0.1 y 3 mm) caracterizó el proceso de atomización mediante la longitud de rotura del chorro observando que esta longitud de rotura decrece con la aparición de la cavitación.

### **Micro-ángulo de apertura**

El micro-ángulo de apertura ( $\theta_m$ ) es el ángulo que forma el chorro en los primeros milímetros a la salida del orificio y es inferior al ángulo de apertura ( $\theta$ ) observado a nivel macroscópico. Schugger y Renz [149] observaron una disminución del micro-ángulo del chorro al usar toberas cónicas con entrada redondeada, acompañado de una disminución de la longitud de rotura. Por otro lado Andriotis y Gavaises [90] usando modelos de tobera a gran escala han observado un significativo incremento del ángulo del chorro en los primeros milímetros en presencia de cavitación por vórtices (*string cavitation*) como se muestra en la Figura 2.40.

Hiroyasu y Arai [116] han definido la estructura interna de un chorro incompleto y un chorro completo como se muestra en la Figura 2.41 (adaptada de [116]) donde  $L_m$  es la longitud de origen del micro-ángulo del chorro ( $\theta_m$ ),  $L_p$  es la longitud no perturbada,  $L_s$  la longitud de inicio del ángulo del chorro ( $\theta$ ) y  $L_b$  la longitud de rotura.

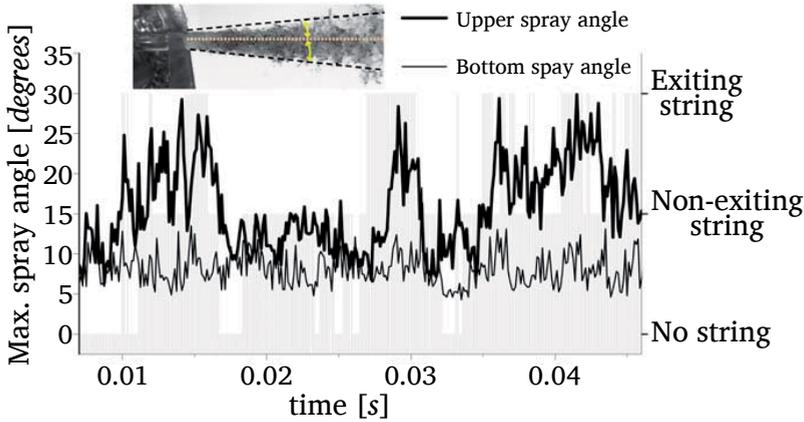


Figura 2.40: Variación del ángulo superior e inferior en presencia de string cavitation.

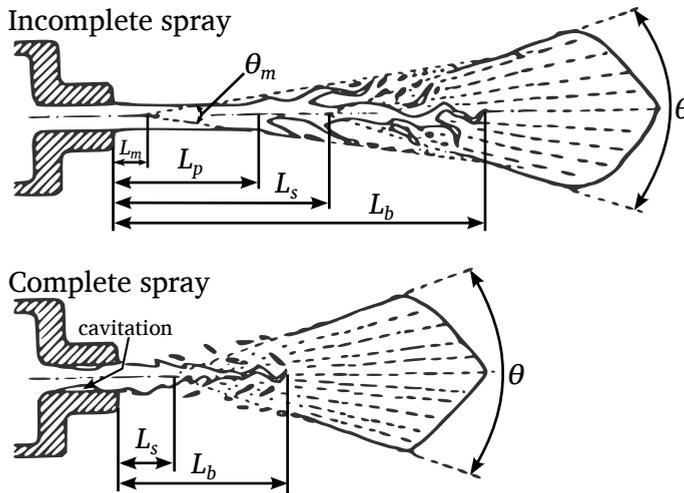


Figura 2.41: Estructura interna de un chorro completo e incompleto.

Además de los parámetros mencionados con anterioridad, De la Morena [48] en su trabajo obtuvo detalles de la morfología del contorno del chorro con imágenes de alta resolución cuantificando tanto la amplitud como la distancia entre picos de estas oscilaciones del contorno en estos primeros milímetros del chorro.

Si bien todos estos parámetros a nivel microscópico 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 vistos en la sección anterior. Sin embargo, se han desarrollado algunas técnicas que permiten obtener con relativa precisión estos valores.

## Referencias

- [1] PAYRI, F. y J. DESANTES. *Motores de combustión interna alternativos*. Editorial Reverté, 2011.
- [2] MÓNICO, L. «Contribución al estudio del ruido de combustión en conceptos avanzados de combustión Diesel.» Tesis doct. Valencia: Universitat Politècnica de València, 2013.
- [3] STUMPP, G. y M. RICCO. «Common rail - an attractive fuel injection system for passenger car DI Diesel engines». *SAE Paper 960870* (1996).
- [4] 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* 218.1 (2004), págs. 81-91.
- [5] 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* 39.1 (2005), págs. 58-78.
- [6] GIMENO, J. «Desarrollo y aplicación de la medida de flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales, Universitat Politècnica de València, 2008.
- [7] KASTNER, O., F. ATZLER, R. ROTONDI, A. WEIGAND y K. WENZLAWSKI. «Advantages of sophisticated injection strategies in Diesel engines». *Thiesel 2010, Universitat Politècnica de València*.
- [8] 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* 18.7 (jul. de 2004), págs. 1222-1235.
- [9] SOU A. AND MAULANA, M., K. ISOZAKI, S. HOSOKAWA y A. TOMIYAMA. «Effects of nozzle geometry on cavitation in nozzles of pressure atomizers». *Journal of Fluid Science and Technology* 3 (2008), págs. 622-632.
- [10] 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* 84.5 (2005), págs. 551-561.

- [11] KASTENGREN, A. y col. «Engine Combustion Network (ECN): measurements of nozzle geometry and hydraulic behavior». *Atomization and Sprays* 22.12 (2012), págs. 1011-1052.
- [12] 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* 90.3 (2011), págs. 1267-1276.
- [13] BERMÚDEZ, V., R. PAYRI, S. F.J. y A.-H. PLAZAS. «Study of the influence of nozzle seat type on injection rate and spray behaviour». *ImechE. Journal of automobile engineering Part D*, 219 (2005), págs. 677-689.
- [14] 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).
- [15] 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* 27.2 (mar. de 2003), págs. 39-43.
- [16] LEE, W., K. FEZZAA y J. WANG. «Metrology of steel micronozzles using x-ray propagation-based phase-enhanced microimaging». *Applied Physics Letters* 87 (2005), pág. 084105.
- [17] KAO, C.-C. y A. SHIH. «Form measurements of micro-holes». *Measurement Science and Technology* 18 (2007), págs. 3603-3611.
- [18] PEINER, E., M. BALKE y L. DOERING. «Form measurement inside fuel injector nozzle spray holes». *Microelectronic Engineering* 86 (2009), págs. 984-986.
- [19] LINNE, M., M. PACIARONI, T. HALL y T. PARKER. «Ballistic imaging of the near field in a Diesel spray». *Experiments in Fluids* 40.6 (2006), págs. 836-846.
- [20] YON, J. «Jet Diesel haute pression en champ proche et lointain : Etude par imagerie.» Tesis doct. UFR des Sciences de Rouen, 2003.
- [21] 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), págs. 2051-2060.
- [22] BAE, C. y J. KANG. «Diesel spray characteristics of a common rail VCO nozzle injector». *Thiesel 2000, Valencia. Editorial de la UPV* (2000).
- [23] KULL, E. y G. KRÜGER. «Correlation of spray symmetry with mass and momentum of multihole Diesel nozzles». *THIESEL 2004 Conference on Thermo and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines*. 2004, págs. 7-10.

- [24] MARTÍNEZ, J. «Estudio computacional de la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno y el fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel». Tesis doct. Valencia: Universitat Politècnica de València, 2013.
- [25] SCHLICHTING, H. *Boundary layer theory*. McGraw-Hill, 1978.
- [26] WHITE, F. *Fluid mechanics*. McGraw-Hill, 2004.
- [27] GRAVESEN, P., J. BRANEBJERG y O. JENSEN. «Microfluidics-a review». *J. Micromech. Microeng* 3.4 (1993), págs. 168-82.
- [28] BARRERO RIPOLL, A. y M. PÉREZ-SABORID SÁNCHEZ-PASTOR. *Fundamentos y aplicaciones de la mecánica de fluidos*. Ed. por A. G. BRAGE. McGraw-Hill/Interamericana de España, D.L., 2005.
- [29] LICHTAROWICZ, A. K., R. K. DUGGINS y E. MARKLAND. «Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices». *J. Mech. Engng Sci.* 7.2 (1965).
- [30] KENT, J. C. y G. M. BROWN. «Nozzle exit flow, characteristics for square-edged and rounded inlet geometries». *Combust. Sci. Technol.* 30 (1983), págs. 121-132.
- [31] FOX, T. y J. STARK. «Discharge coefficients for miniature fuel injectors». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace* 203 (1989), págs. 75-78.
- [32] 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).
- [33] 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 doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2003.
- [34] HALL, G. «Analytical determination of the discharge characteristics of cylindrical-tube orifices». *Journal of Mechanical Engineering Science* 5 (1963), pág. 91.
- [35] NAKAYAMA, Y. «Action of the fluid in the air micrometer; first report, characteristics of small diameter nozzle and orifice». *Bull. JSME* 4 (1961), págs. 507-524.
- [36] ASIHMIN, V., Z. GELLER e Y. SKOBEL'CYN. «Discharge of a real fluid from cylindrical orifices». *Oil Industry* 9 (1961), págs. 135-172.

- [37] ARCOUMANIS, C., M. GAVAISES y B. FRENCH. «Effect of fuel injection processes on the structure of Diesel sprays». *SAE Paper 970799* (1997).
- [38] *AmeSIM v.4 users manual*. LMS Imagine. 2002.
- [39] NABER, J. D. y D. SIEBERS. «Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of Diesel sprays». *SAE Paper 960034* (1996).
- [40] KAMPMANN, S., B. DITTUS, P. MATTES y M. KIRNER. «The influence of hydro grinding at VCO nozzles on the mixture preparation in a DI Diesel engine». *SAE Paper 960867* 105.3 (1996), págs. 1329-1339.
- [41] 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* 49.2 (2010), págs. 409-417.
- [42] HUSBERG, T., V. MANENTE, R. EHLESKOG y ANDERSSON. «Fuel flow impingement measurements on multi-Orifice Diesel nozzles». *SAE Paper 2006-01-1552* (2006).
- [43] BERGWERK, W. «Flow pattern in Diesel nozzle spray holes». *Proc. Inst. Mech. Engrs* 173, n. 25. (1959).
- [44] SALVADOR, J. *Influencia de la cavitación sobre el desarrollo del chorro Diesel*. Reverté, 2007.
- [45] BODE, J. y col. «Fuel spray in Diesel engines. Part I: spray formation». *ATA 92A065* (1992).
- [46] CHAVES, H., M. KNAPP, A. KUBITZEK y OBERMEIER. «Experimental study of cavitation in the nozzle hole of Diesel injectors using transparent nozzles». *SAE Paper 950290* (1995).
- [47] SOTERIOU, C., M. SMITH y R. ANDREWS. «Diesel injector laser light sheet illumination of the development of cavitation in orifices». *Proc. ImechE C529/018/98* (1998).
- [48] DE LA MORENA, J. «Estudio de la influencia de las características del flujo interno en toberas sobre el proceso de inyección Diesel en campo próximo». Tesis doct. Universitat Politècnica de València, 2011.
- [49] ARAI, M., M. SHIMIZU y H. HIROYASU. «Similarity between the breakup lengths of a high speed liquid jet in atmospheric and pressurized conditions». In *ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland* (1991).
- [50] HIROYASU, H., M. ARAI y M. SHIMIZU. «Break-up length of a liquid jet and internal flow in a nozzle». In *ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, July* (1991).

- [51] NURICK, W. H. «Orifice cavitation and its effects on spray mixing». *Journal of Fluids Engineering* 98 (1976), págs. 681-687.
- [52] ROOSEN, P., O. UNRUCH y M. BEHMANN. «Investigation of cavitation phenomena inside fuel injector nozzles». *Rapid Prototyping/Laser Applications in the Automotive Industries* (1997), págs. 439-446.
- [53] HIROYASU, H. «Spray breakup mechanism from the hole-type nozzle and its applications». *Atomization and Sprays* 10.3-5 (2000), págs. 511-527.
- [54] SATO, K. e Y. SAITO. «Unstable cavitation behavior in a circular-cylindrical orifice flow». *JSME International Journal Series B* 45 (2002), págs. 638-645.
- [55] 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* 49.4 (2006), págs. 1253-1259.
- [56] SPIKES, R. y G. PENNINGTON. «Discharge coefficient of small submerged orifices». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 173.1 (1959), págs. 661-674.
- [57] VON MISES, R. «Berechnung von ausfluss und uberfallzahlen». *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure* 61 (1917).
- [58] RANDALL, L. N. «Rocket applications of the cavitating venturi». *Journal of the American Rocket Society* 22 (1952), págs. 28-38.
- [59] PAYRI, R., C. GUARDIOLA, F. J. SALVADOR y J. GIMENO. «Critical cavitation number determination in Diesel injection nozzles». *Experimental Techniques* 28.3 (mayo de 2004), págs. 49-52.
- [60] SCHMIDT, D. P. y M. L. CORRADINI. «One-dimensional analysis of cavitating orifices». *ILASS 9th Annual Conference, San Francisco* (1996).
- [61] GELALLES, A. *Coefficients of discharge of fuel-injection nozzles for compression-ignition engines*. Inf. téc. NACA, 1931.
- [62] REITZ, R. «Atomization and other breakup regimes of a liquid jet». Tesis doct. Princeton Univ., NJ., 1978.
- [63] OHRN, T. R., D. W. SENSER y A. H. LEFÈBVRE. «Geometric effects on spray cone angle for plain-orifice atomizers». *Atomization and Sprays* 1 (1991), págs. 253-268.
- [64] KNOX-KELECY, A. y P. FARRELL. «Internal flow in a scale model of a Diesel fuel injector nozzle». *SAE Paper 922308* (1992).

- [65] SCHMIDT, D. P., T.-F. SU, K. H. GONEY y P. V. FARRELL. «Detection of cavitation in fuel injector nozzles». In *8th ISTP Conference, San Francisco, California* (1995).
- [66] 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).
- [67] HE, L. y F. RUIZ. «Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization». *Atomization and Sprays* 5 (1995), págs. 569-584.
- [68] 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), págs. 1001-1009.
- [69] CHAVES, H. e I. SCHUHBAUER. «Cavitation in an asymmetric transparent real size VCO nozzle». *Proceedings of Spray'06* (2006).
- [70] WALTHER, J. «Quantitative untersuchungen der innenströmung in kavitierenden Dieseleinspritzdüsen». Tesis doct. TU Darmstadt, 2002.
- [71] 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).
- [72] DAIKOKU, M., H. FURUDATE, H. NODA y T. INAMURA. «Effect of cavitation in the two-dimensional nozzle on liquid breakup process». *Proc. 9th ICLASS* 1 (2003).
- [73] MISHRA, C. e Y. PELES. «Flow visualization of cavitating flows through a rectangular slot micro-orifice ingrained in a microchannel». *Physics of Fluids* 17.11 (2005), pág. 14.
- [74] MISHRA, C. e Y. PELES. «Cavitation in flow through a micro-orifice inside a silicon microchannel». *Physics of Fluids* 17 (2005), pág. 013601.
- [75] SOU, A., S. HOSOKAWA y T. AKIO. «Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization». *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50.17-18 (2007), págs. 3575-3582.
- [76] SOU A. AND PRATAMA, R. H., R. OHASHI y R. SUGIMURA. «Cavitation in a nozzle with asymmetric inflow and its effects on liquid jet». *ILASS - Europe 2011* (2011).
- [77] 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), págs. 605-613.

- [78] 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), págs. 627-634.
- [79] JUNG, K., T. KHIL e Y. YOON. «Effects of orifice internal flow on breakup characteristics of like-doublet injectors». *Journal of Propulsion and Power* 22 (3) (2006), págs. 653-660.
- [80] SOU, A. «Liquid Jet Deformation Induced by Cavitation in Nozzles of Various Shapes». *SAE Paper 2009-24-0157* (2009).
- [81] 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), págs. 445-465.
- [82] ARCOUMANIS, C., M. BADAMI, H. FLORA y M. GAVAISES. «Cavitation in real-size multi-hole Diesel injector nozzles». *SAE Paper 2000-01-1249* (2000).
- [83] ANDRIOTIS, A., M. GAVAISES y C. ARCOUMANIS. «Vortex flow and cavitation in Diesel injector nozzles». *Journal of Fluid Mechanics* 610 (2008), págs. 195-215.
- [84] 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), pág. 052107.
- [85] 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).
- [86] ARCOUMANIS, C. y J. WHITELAW. «Is cavitation important in Diesel engine injectors?» *Thiesel 2000, Valencia. Editorial de la UPV* (2000).
- [87] 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).
- [88] SALIBA, R., I. BAZ, J. CHAMPOUSSIN, M. LANCE y J. MARIÉ. «Cavitation effect on the near nozzle spray development in high-pressure Diesel injection». *Proceedings of 19th ILASS (Europe)*. 2004.
- [89] COLLICOTT, S. H. y H. LI. «True-scale, true-pressure internal flow visualization for Diesel injectors.» *SAE Paper 2006-01-0890* (2006).
- [90] ANDRIOTIS, A. y M. GAVAISES. «Influence of vortex flow and cavitation on near-nozzle Diesel spray dispersion angle». *Atomization and Sprays* 19-3 (2009), págs. 247-261.

- [91] GROGGER, H. y A. ALAJBEGOVIC. «Calculation of the cavitating flow in venturi geometries using two fluid model». *Proceedings in FEDSM98-5295*. 1998.
- [92] 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), págs. 677-681.
- [93] 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* 125.6 (2003), págs. 963-969.
- [94] 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), págs. 59-96.
- [95] LAMBERT, L. «Modélisation des jets d'injection haute pression des moteurs Diesel et validation expérimentale». Tesis doct. Institut français du pétrole, 1996.
- [96] GIANNADAKIS, E. y col. «Evaluation of the predictive capability of Diesel nozzle cavitation models». *SAE Paper 2007-01-0245* (2007).
- [97] MULEMANE, A. y col. «Comparing cavitation in Diesel injectors based on different modeling approaches». *SAE Paper 2004-01-0027* (2004).
- [98] 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).
- [99] SCHMIDT, D., C. RUTLAND, M. CORRADINI, P. ROOSEN y O. GENGE. «Cavitation in two-dimensional asymmetric nozzles». *SAE Paper 1999-01-0518* (1999).
- [100] DUMONT, N. «Modélisation de l'écoulement diphasique dans les injecteurs Diesel». Tesis doct. Institut National Polytechnique de Toulouse, 2002.
- [101] 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), págs. 1529-1559.
- [102] WALLIS, G. B. «One-dimensional two-phase flow». *McGraw-Hill* (1969).

- [103] 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).
- [104] 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), págs. 1123-1132.
- [105] 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).
- [106] SCHMIDT, D., S. GOPALAKRISHNAN y H. JASAK. «Multi-dimensional simulation of thermal non-equilibrium channel flow». *International Journal of Multiphase Flow* 36.4 (2010), págs. 284-292.
- [107] DE LA MORENA, J., K. NEROORKAR, A. PLAZAS, P. R.C. y D. SCHMIDT. «Numerical Analysis of the Influence of Diesel Nozzle Design on Internal Flow Characteristics for 2-Valve Diesel Engine Application». *Atomization and Sprays* 23.2 (2013), págs. 97-118.
- [108] VORTMANN, C., G. SCHNERR y S. SEELECKE. «Thermodynamic modeling and simulation of cavitating nozzle flow». *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24 (2003), págs. 774-783.
- [109] REITZ, R. y F. BRACCO. «Mechanism of atomization of a liquid jet». *Physics of Fluids* 25.10 (1982), pág. 1730.
- [110] DUMOUCHEL, C. «On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams». *Experiments in Fluids* 45.3 (2008), págs. 371-422.
- [111] HUH, K. y A. D. GOSMAN. «Atomization mechanism of fuel injection». In *ICLASS-90, Hartford, Connecticut* (1990).
- [112] LEFEBVRE, A. *Atomization and sprays*. CRC, 1989.
- [113] XU, Z. y col. «Atomization of a high-speed jet». *American Physical Society, 58th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics*. 2005.
- [114] SIRIGNANO, W. y C. MEHRING. «Review of theory of distortion and disintegration of liquid streams». *Progress in Energy and Combustion Science* 26.4-6 (2000), págs. 609-655.
- [115] OHNESORGE, W. «Die bildung von tropfen an düsen und die auflösung flüssiger strahlen». *Mathematik und Mechanik* 16 (1936), págs. 355-358.

- [116] HIROYASU, H. y M. ARAI. «Structures of fuel sprays in Diesel engines». *SAE Paper 900475* (1990).
- [117] TORDA, T. «Evaporation of drops and breakup of sprays». *Astronautica Acta* 18 (1973), págs. 383-393.
- [118] WIERZBA, A. «Deformation and breakup of liquid drops in a gas stream at nearly critical Weber numbers». English. *Experiments in Fluids* 9.1-2 (1990), págs. 59-64.
- [119] 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), págs. 595-602.
- [120] SURHONE, L., M. TENNOE y S. HENSSONOW. *Rayleigh- Taylor Instability*. Betascript Publishing, 2011.
- [121] RUIZ, F. «Turbulence inside a cavitating injector orifice: a different animal». *ILASS-Americas* (1998), págs. 133-137.
- [122] TAMAKI, N., M. SHIMIZU, K. NISHIDA y H. HIROYASU. «Effects of cavitation and internal flow on atomization of a liquid jet». *Atomization and Sprays* 8 (1998), págs. 179-197.
- [123] CHAVES, H. y F. OBERMEIER. «Correlation between light absorption signals of cavitating nozzle flow within and outside of the hole of a transparent Diesel injection nozzle». *Proc. 15th ILASS-Europe, Toulouse, July 5-7* (1999), págs. 224-229.
- [124] LIU, B., M. JIA y Z. PENG. «An investigation of multiple-injection strategy in a Diesel PCCI combustion engine». *SAE Paper 2004-01-1134* (2004).
- [125] YOSHINAKA, T., N. K. y K. NIIMURA. «Emission characteristics of premixed lean Diesel combustion with extremely early staged fuel injection». *SAE Paper 961163* (1996).
- [126] HAY, P. y P. JONES. «Comparaison of the various correlations for spray penetration». *SAE Paper 720776* (1972).
- [127] DENT, J. «A basis for comparison of various experimental methods for studying spray penetration». *SAE Paper 710571* (1971).
- [128] DESANTES, J., R. PAYRI, F. SALVADOR y A. GIL. «Development and validation of a theoretical model for Diesel spray penetration». *Fuel* 85.7-8 (2006), págs. 910-917.
- [129] RANZ, W. E. «Some experiments on orifice sprays». *Can. J. Chem. Engng, August* (1958), pág. 175.

- [130] 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).
- [131] WU, K., C. SU, R. STEINBERGER, D. SANTAVICCA y F. BRACCO. «Measurements of the spray angle of atomizing jets». *Journal of Fluid Mechanics* 105.4 (1983), págs. 406-410.
- [132] DELACOURT, E., B. DESMET y B. BESSON. «Characterisation of very high pressure Diesel sprays using digital imaging techniques». *Fuel* 84.7-8 (2005), págs. 859-867.
- [133] 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* 15.5 (2005), págs. 517-543.
- [134] MUGELE, R. y H. EVANS. «Droplet Size Distribution in Sprays». *Industrial & Engineering Chemistry* 43 (6 1951), págs. 1317-1324.
- [135] SINNAMON, J., D. LANCASTER y J. STIENER. «An experimental and analytical study of engine fuel spray trajectories». *SAE Paper 800135* (1980).
- [136] SPALDING, D. *Combustion and mass transfer*. Pergamon Press, 1979.
- [137] HINZE, J. *Turbulence*. McGraw-Hill New York, 1975.
- [138] 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* 50.2 (2011), págs. 233-246.
- [139] CORREAS, D. «Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoterma». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 1998.
- [140] DESANTES, J., R. PAYRI, J. GARCIA y F. SALVADOR. «A contribution to the understanding of isothermal Diesel spray dynamics». *Fuel* 86.7-8 (2007), págs. 1093-1101.
- [141] ARAI, M., M. TABATA y M. SHIMIZU. «Disintegrating process and spray characterization of fuel jet injected by a Diesel nozzle». *SAE Paper 840275* (1984).
- [142] CHEROUDI, B., S. CHEN, F. BRACCO e Y. ONUMA. «On the intact core of full-cone sprays». *SAE Paper 850126* (1985).

- 
- [143] ESPEY, C. y J. DEC. «The effect of TDC temperature and density on the liquid-phase fuel penetration in a D.I. Diesel engine». *SAE Paper 952456* (1995).
- [144] CANAAN, R., J. DEC, R. GREEN y D. DALY. «The influence of fuel volatility on the liquid-phase fuel penetration in a heavy-duty D.I. Diesel engine». *SAE Paper 980510* (1998).
- [145] SIEBERS, D. «Liquid-phase fuel penetration in Diesel sprays». *SAE Paper 980809* (1998).
- [146] HA, J. y col. «Investigation on the initial part and the spray formation delay of Diesel spray». *SAE Paper 830451* (1983).
- [147] XU, M. y H. HIROYASU. «Development of a new optical technique for measuring Diesel spray penetration». *SAE Paper 902077* (1990).
- [148] SIEBERS, D. «Scaling liquid-phase fuel penetration in Diesel sprays based on mixing-limited vaporization». *SAE Paper 1999-01-0528* (1999).
- [149] SCHUGGER, C. y U. RENZ. «Experimental investigation of the primary breakup zone of high pressure Diesel sprays from multi-orifice nozzles». In *ICLASS-2003* (2003).



## Capítulo 3

---

# Técnicas y equipos experimentales

---

### 3.1. Introducción

En el presente capítulo se hará una descripción de las distintas técnicas y herramientas utilizadas a lo largo de este trabajo, las cuales permitirán analizar la relación existente entre las características del flujo interno y el comportamiento del chorro a la salida del orificio en condiciones cavitantes y no cavitantes.

Para llevar este estudio a cabo, se ha utilizado la maqueta de micro-visualización y a partir de ahí se diseñó un nuevo sistema que permite la visualización del flujo interno usando toberas de inyección transparentes. Debido a la poca información y experiencia en este tipo de toberas, durante la fase de desarrollo y puesta en marcha del sistema ha sido necesaria la planeación y ejecución de varias pruebas con el objetivo de garantizar la estanqueidad y buen funcionamiento del sistema en general. Inicialmente, con el fin de usar geometrías lo más parecidas a las geometrías de un inyector real, se realizaron pruebas con toberas cilíndricas, aunque posteriormente debido a algunas dificultades en este tipo de toberas han conllevado a simplificar la geometría del orificio y centrar el estudio usando toberas planas en miras a extraer una mejor y mayor información.

En la parte inicial del capítulo se describen los tipos de tobera utilizados y las principales ventajas y desventajas de usar toberas planas transparentes

en el estudio del flujo interno. En la siguiente sección, se describe la maqueta de micro-visualización incluyendo el diseño y materialización del sistema de visualización que permite la visualización del flujo interno y el chorro en los primeros milímetros, seguido del procedimiento de montaje prestando especial atención a la forma de obtener una tobera plana.

Posteriormente, se mostrarán las técnicas empleadas en la presente Tesis, como son: la determinación de la geometría de las toberas, la visualización del flujo interno y el chorro Diesel y la medida de gasto másico en flujo continuo. En la descripción de cada una de estas técnicas se detallan los equipos y elementos adicionales necesarios para su realización.

En la parte final del capítulo se mostrará el plan de trabajo a seguir y las geometrías de las toberas finalmente obtenidas (una vez han sido ensambladas) para llevar a cabo el estudio del flujo interno y el chorro en los primeros milímetros en condiciones cavitantes y no cavitantes.

## **3.2. Toberas transparentes**

Dentro de los elementos más importantes para llevar a cabo los ensayos se encuentran las toberas de inyección transparentes, las cuales en función de su geometría influyen en el comportamiento del flujo en el interior del orificio y el posterior desarrollo del chorro.

### **3.2.1. Tipos de toberas**

Para el estudio del flujo interno y en especial el flujo en condiciones cavitantes, existen básicamente dos tipos de toberas: toberas cilíndricas y toberas planas tal como se mostró en la sección 2.4.1. A continuación se presenta una descripción de los tipos de toberas transparentes utilizados en la presente Tesis.

#### **Toberas cilíndricas**

Son toberas de sección circular, donde el orificio por donde pasa el combustible se fabrica en el interior del un material transparente. La fabricación del orificio en el material transparente se puede realizar ya sea por micro-taladrado o por láser, lo cual va a determinar en cierta medida el material de la tobera transparente. En la Figura 3.1 se muestra un esquema de una tobera transparente cilíndrica; donde se observa un orificio escalonado, el más grande para la alimentación de combustible y el más pequeño es el orificio de inyección.

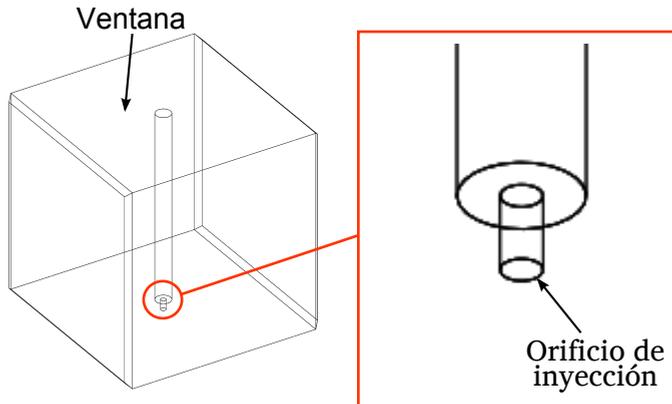


Figura 3.1: Esquema de una tobera transparente cilíndrica.

### Toberas planas

Son toberas de sección rectangular donde el orificio se forma a partir dos láminas de espesor muy fino (alrededor de las  $200\ \mu\text{m}$ ), cortadas por láser a la medida, y puestas entre un par de ventanas transparentes como se observa en la Figura 3.2. De esta forma la posición entre las dos láminas y la forma de las mismas determinan el tamaño final del orificio.

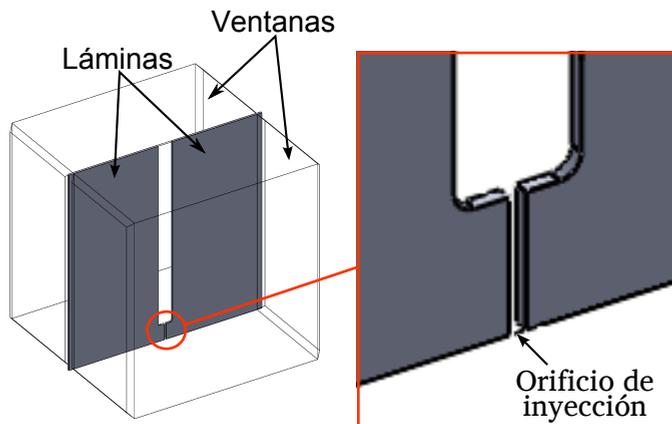


Figura 3.2: Esquema de una tobera transparente plana.

#### 3.2.2. Ventajas y desventajas de usar toberas planas

Como se verá en capítulos posteriores, se han utilizado ambos tipos de tobera. Sin embargo a continuación se exponen las principales ventajas y des-

ventajas de las toberas planas frente a las toberas cilíndricas, de acuerdo a pruebas preliminares:

### Ventajas

- Toberas mucho más fáciles de fabricar. No se requiere de materiales ni tecnología muy sofisticada para alcanzar tamaños de tobera similares a los de una tobera real.
- Mayor libertad para definir la geometría del orificio. Con modificar la geometría de las láminas se pueden variar fácilmente los parámetros geométricos del orificio: diferentes radios de acuerdo, longitudes de orificio, secciones de salida y diferentes reducciones de área. Además, es posible obtener toberas simétricas y asimétricas.
- Es posible obtener secciones de salida más pequeñas que las que se obtienen con las toberas cilíndricas, llegando a dimensiones cercanas a las de una tobera real.
- Es posible extraer una mayor información del flujo interno. Gracias a la configuración en 2D de las toberas planas (ver Figura 3.2), la formación de la cavitación se generará únicamente en los bordes de las láminas que hacen parte del interior del orificio (cavitación en forma de películas) y por tanto, no existirán zonas de vapor que se cubran entre sí evitando extraer información de la evolución de la cavitación como ocurre en las toberas cilíndricas (ver Figura 3.3). De esta forma con las toberas de sección plana, será posible caracterizar la evolución longitudinal y transversal de la cavitación a través del orificio.
- Mayor calidad de las imágenes. Como se mostrará en secciones posteriores, el estudio del flujo interno se consigue a partir de la toma de imágenes. Puesto que en una tobera de sección rectangular, las caras por donde se visualiza el flujo en el interior orificio son planas y paralelas entre sí, los problemas asociados con la difracción de la luz desaparecen. Este efecto podrá ser apreciado en la sección 4.5 con el uso de diferentes combustibles con una tobera cilíndrica.
- El precio total de una tobera plana es inferior al de una tobera cilíndrica.
- Existen numerosos proveedores que pueden llevar a cabo el corte por láser de las láminas que conforman las toberas planas. En el caso de las toberas cilíndricas, los proveedores que realizan este tipo de trabajo son escasos.

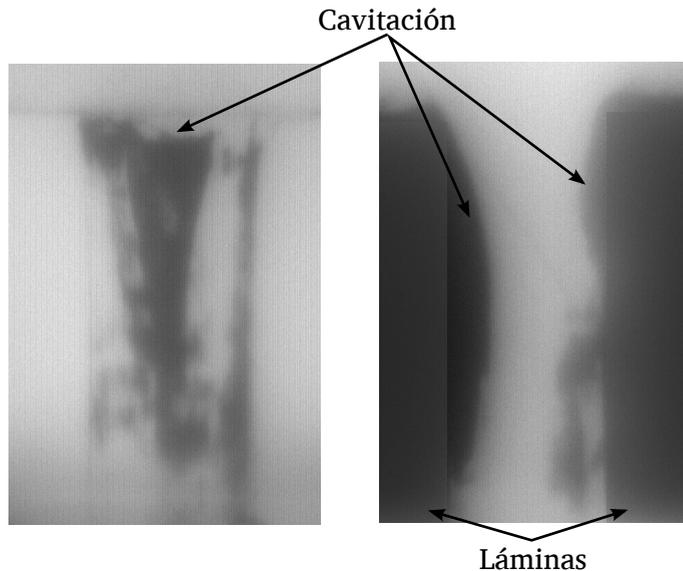


Figura 3.3: Comparación entre la cavitación en una tobera cilíndrica (izquierda) y una tobera plana (derecha).

### Desventajas

- La preparación y puesta a punto de una tobera plana requiere de un mayor tiempo. Adicionalmente al trabajar con dimensiones en el orden de micras, posicionar las láminas correctamente requiere de un estricto procedimiento de montaje que asegure formar el orificio deseado.
- Las toberas transparentes cilíndricas se asemejan más a la geometría de una tobera real.

De esta forma, queda mostrada la utilidad de trabajar con toberas planas transparentes. Sin embargo, como se mostrará en las secciones posteriores, el diseño del sistema de visualización que aloja las toberas, ha sido diseñado de tal forma que se puedan acoplar tanto toberas planas como cilíndricas.

En esta sección se ha realizado un análisis de las grandes ventajas que tiene el uso de toberas planas. Sin embargo aún no se ha especificado el material transparente a utilizar, lo cual también resulta vital para determinar el tipo de tobera. Así, durante la fase de diseño, en la sección 3.3.2 se mostrarán los requerimientos que debe tener el material transparente que conforma una tobera transparente, lo cual ayudará a determinar el tipo de tobera más adecuado para estudiar en la presente Tesis.

### 3.3. Maqueta de micro-visualización

La maqueta presurizada de inyección, denominada maqueta de micro-visualización, consiste básicamente en un largo cilindro de acero inoxidable (1 m aproximadamente) en el que se incluyen dos accesos ópticos opuestos (ver Figura 3.4), de forma que permitan la visualización en el interior de la maqueta por iluminación trasera difusa (sección 3.5.1). Los accesos ópticos formados por ventanas planas de metacrilato, con un espesor de unos 30 mm, son capaces de soportar hasta 6 MPa aproximadamente sin sufrir deformaciones significativas. Por lo tanto, este valor será considerado en adelante como el límite mecánico de presión en el interior de la maqueta.

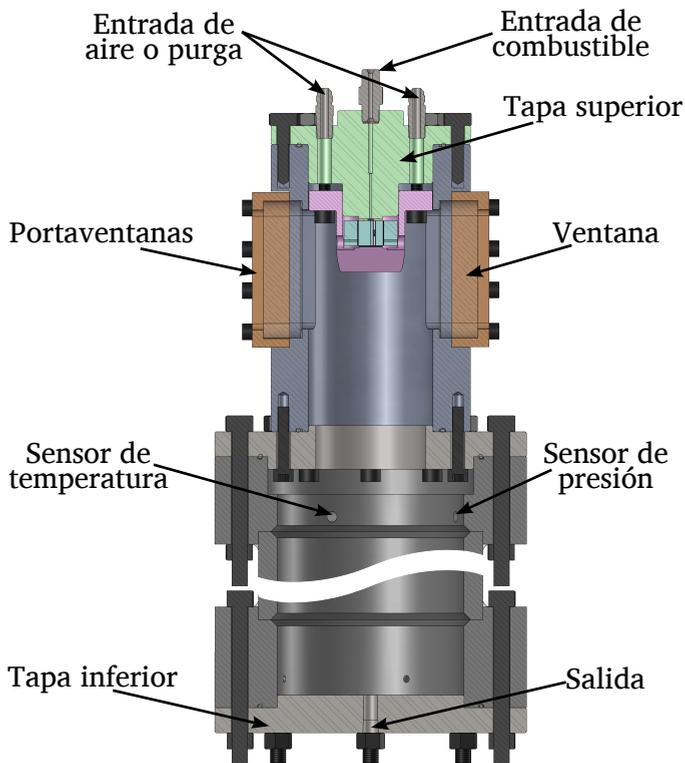


Figura 3.4: Esquema de la maqueta de micro-visualización.

La tapa superior de la maqueta compone el sistema de visualización del flujo interno y tiene dos misiones fundamentales. Por un lado, sirve como soporte y alojamiento para las toberas utilizadas durante los ensayos y por otro lado permite el suministro de combustible inyectado y la entrada o salida del

fluido de descarga. A continuación se detallarán los elementos que componen el sistema de visualización del flujo interno y los pasos que se siguieron para el diseño.

### 3.3.1. Sistema de visualización del flujo interno

En la figura 3.5 se muestra un despiece detallado de los elementos que componen la tapa superior en su fase final de diseño. Este diseño se realizó con el fin de tener un sistema de montaje de toberas flexible y a su vez permitir el acceso óptico de los orificios y del chorro de forma simultánea. La *Tapa* está diseñada de tal forma que pueda ser acoplada al cilindro y a su vez contenga las demás piezas que conforman el sistema de visualización. Como se verá en la sección 3.3.3, uno de los requerimientos más importantes en la selección del material de la tapa es que posea un límite elástico elevado con el fin de evitar deformaciones plásticas en la zona de contacto, debido a las cargas que debe soportar en un área de apoyo relativamente pequeña.

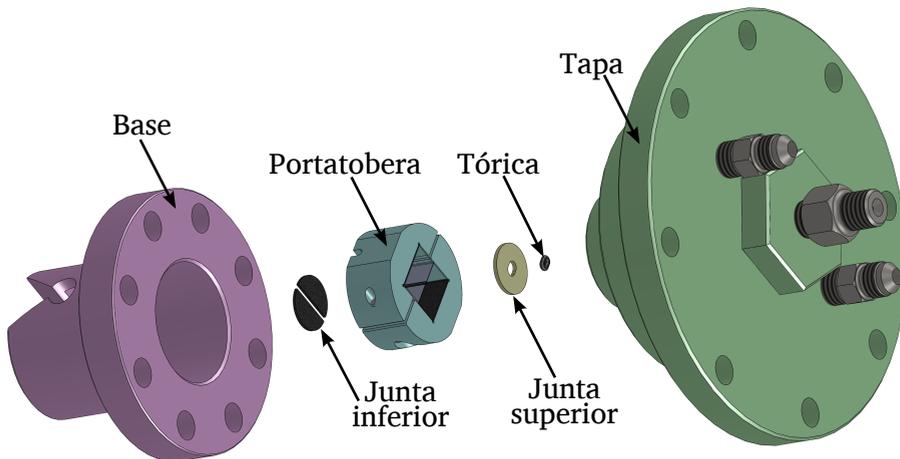


Figura 3.5: Despiece de la tapa superior.

A la *Tapa* se encuentra acoplada la pieza denominada *Base*, la cual es un elemento esencial en el montaje de las toberas ya que sirve de soporte, en la parte inferior, al conjunto portatoberas (previamente ensamblado) sin obstruir la visualización entre el flujo interno y el chorro. En el diseño final de la pieza, la rigidez del material juega un papel importante para conseguir las menores deformaciones posibles de la parte ranurada (zona donde se visualiza el chorro), y así disminuir al máximo los esfuerzos de flexión en las toberas

transparentes. Esto se mostrará en mayor detalle en la sección 3.3.3 dedicada al estudio de los esfuerzos y deformaciones del sistema.

Adicionalmente, se tienen dos piezas en forma de "U" (fabricadas con el mismo material de la *Base*) que conforman el *Portatoberas* (ver Figura 3.6) que tiene como finalidad las siguientes tareas: alojar las toberas (ya sea una tobera plana o cilíndrica), dar forma y conseguir el ajuste necesario en el caso de las toberas planas y por último lograr que las toberas queden concéntricas con la *Tapa* y la *Base* una vez realizado el montaje. El procedimiento a seguir, las herramientas y materiales utilizados para la conformación de la tobera serán detallados en la sección 3.3.4.

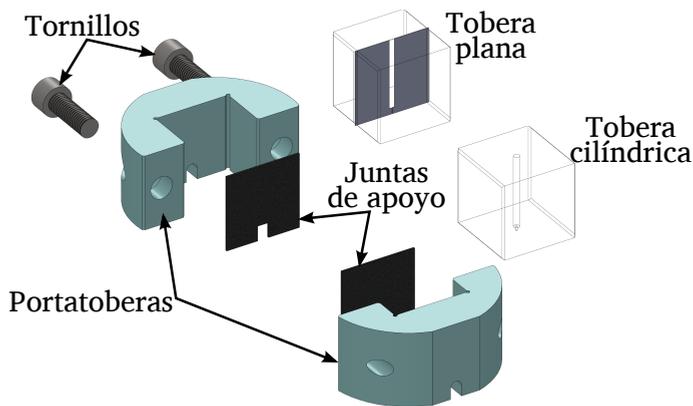


Figura 3.6: Despiece del portatobera.

Finalmente, con el fin de apoyar la tobera con la *Tapa* y la *Base* evitando el contacto directo con estas piezas, se dispone de una junta superior y una junta inferior. La junta superior tiene como finalidad garantizar la estanqueidad del sistema entre la tobera y la tapa superior, puesto que es por donde va a fluir el combustible a alta presión. Esta junta está fabricada en aluminio (1.5 mm de espesor) con las caras debidamente pulidas y un orificio ovalado en el centro donde se aloja una junta tórica. Por su lado, la junta inferior está formada por dos semicírculos y ha sido elaborada en grafito expandido laminado (espesor menor a 1 mm) que proporciona alta resistencia a la compresión y se deforma ajustándose a las pequeñas irregularidades que puedan tener las piezas que entran en contacto con esta junta.

### 3.3.2. Requerimientos y selección de las ventanas

El proceso de diseño de un sistema donde se encuentran involucradas diferentes piezas con diversos materiales y que cada uno de estos tiene unas

características y comportamiento diferente a determinadas cargas conlleva a que el diseño sea especificado adecuadamente para cumplir los requerimientos y los alcances deseados. Adicionalmente, hay que tener en cuenta que durante la fase de diseño conceptual y posterior análisis de esfuerzos y deformaciones el proceso es iterativo, tanto a nivel conceptual como en simulaciones, hasta llegar a un punto donde todas las piezas cumplen con los requerimientos para permitir la visualización del flujo siendo a su vez mecánicamente funcionales a las condiciones de funcionamiento.

La metodología seguida en la concepción del sistema de visualización se muestra a continuación y es representada a partir de un diagrama de flujo como se muestra en la Figura 3.7.

- Selección del material de las ventanas.
- Selección de forma y tamaño de las piezas que componen el sistema de visualización. Debe adaptarse al cilindro y a las ventanas del cilindro de la maqueta de micro-visualización. Diseño robusto y flexible durante el montaje de diferentes toberas.
- Estudio de cargas de forma analítica. Obtener el ajuste necesario asegurando la estanqueidad del conjunto. Verificar si es viable, si no lo es replantear la forma y dimensiones del conjunto.
- Selección de materiales para las diferentes piezas.
- Ajustar y poner a punto la simulación del estudio estático. Determinar la posición de las sujeciones y las cargas de cada pieza de forma coherente.
- Estudio de esfuerzos y deformaciones a través de simulaciones. Comprobar que el sistema y/o las piezas se deforman adecuadamente, si no es así verificar las restricciones de la simulación. Verificar que las cargas son admisibles (factor de seguridad - FDS) con el material simulado para cada pieza y el conjunto, si no lo es cambiar material. Si al probar diferentes materiales no satisface los requerimientos replantear la forma y dimensiones del conjunto.

Aunque el proceso del diseño es iterativo, la metodología seguida en cada fase del diseño es la misma; así, en esta sección se mostrarán únicamente los materiales y formas finales de todo el proceso iterativo. Así, la geometría obtenida después del proceso iterativo es la presentada previamente en la Figura 3.5.

De acuerdo con la metodología, el primer paso para llevar a cabo el diseño del sistema de visualización se centra en la selección del material de las

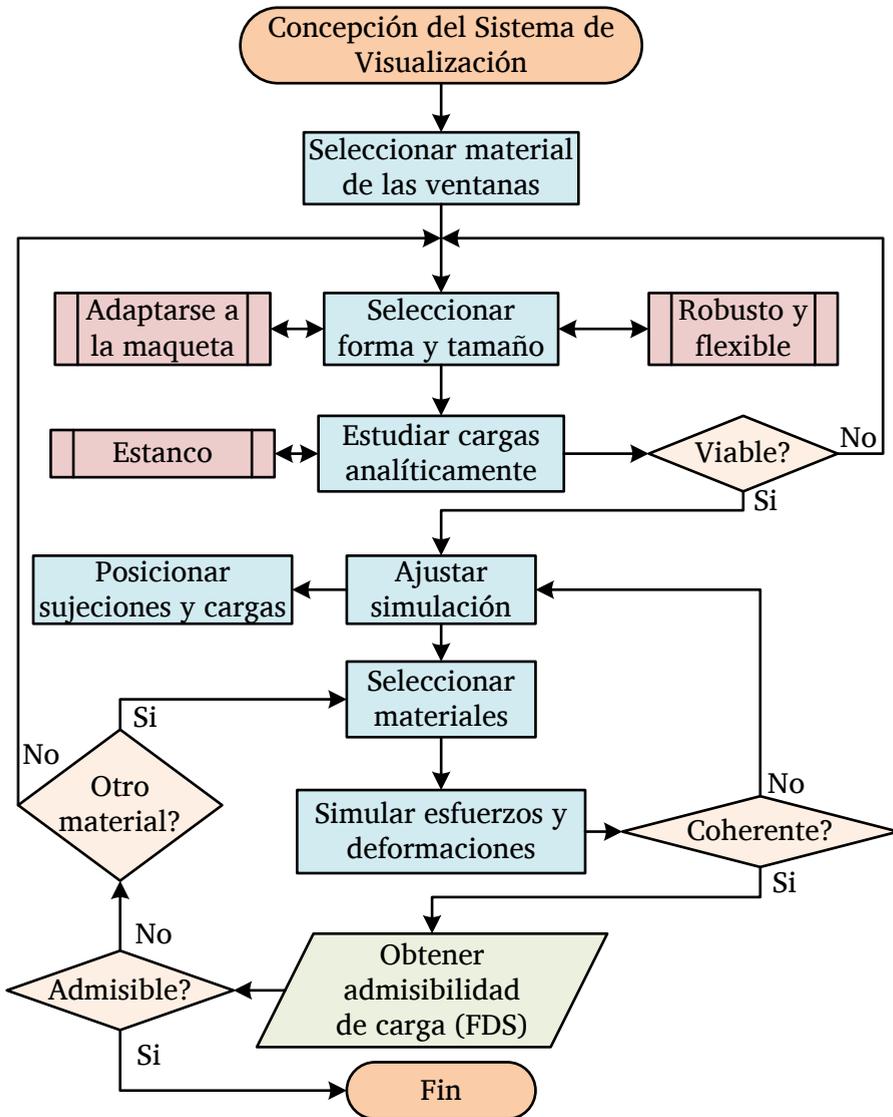


Figura 3.7: Diagrama de flujo de la metodología para la concepción del sistema de visualización.

toberas (ventanas transparentes). Se empieza con la selección del material de las ventanas ya que a partir de sus características mecánicas se desprende el diseño de las demás piezas (Tapa, Base y Portatoberas). De la recopilación bibliográfica (sección 2.4.1) se puede observar que los materiales usados con mayor frecuencia en modelos de toberas transparentes son el cuarzo (Fused Silica) y metacrilato (PMMA - Polymethylmethacrylate). Ambos materiales tienen un índice de refracción similares al gasoil comercial y en consecuencia las desviaciones de la luz pasando del combustible líquido al modelo transparente son pequeñas. Sin embargo, en algunos estudios [1, 2] el combustible ha sido dopado para ajustar el índice de refracción con el del material transparente. No obstante, en la presente Tesis no se desea dopar el combustible con el fin de mantener sus propiedades.

Otros materiales de tipo plástico o cristales han sido descartados ya sea por su nivel de transparencia opaco (Acetal Homopolymer) o semi-opaco (Polylomer) o por tener índices de refracción más alejados del índice de refracción gasoil comercial como el BK7 ( $n_d = 1.5168$ ), lo cual afectaría la visualización y por tanto la calidad de las imágenes. De esta manera se centró la atención en escoger entre metacrilato ó cuarzo para la fabricación de las ventanas que conformarán las toberas. La Tabla 3.1 muestra un comparativo de las principales características mecánicas y ópticas de estos dos materiales.

Propiedad	Unidad	PMMA	Fused Silica
Densidad	kg/m <sup>3</sup>	0.0012	0.0022
Resistencia a la tensión	MPa	76	50
Resistencia a la compresión	MPa	124	1100
Resistencia a la flexión	MPa	148	65
Módulo de elasticidad	MPa	3100	72000
Dureza	Escala Mohs <sup>I</sup>	2-3 <sup>II</sup>	7
Temperatura de deflexión <sup>III</sup>	°C	86	950
Índice de refracción $n_{d@20^{\circ}C}$	—	1.49155	1.45855

Tabla 3.1: Principales características del metacrilato y el cuarzo.

Para tomar una decisión de cual de estos materiales es el más apto para el sistema deseado se tienen en cuenta los siguientes factores:

<sup>I</sup>La escala Mohs es una relación de diez minerales ordenados por su dureza, de menor a mayor. 1 para el Talco y 10 para el diamante.

<sup>II</sup>Este valor se ha puesto a modo de comparación, en bibliografía se puede encontrar un valor de 105 Rockwell M.

<sup>III</sup>Temperatura a la cual el material empieza a sufrir deformaciones por el efecto de la temperatura.

- La capacidad de mecanizado de los materiales. En este caso es de destacar la capacidad que tiene el metacrilato de ser mecanizado con mucha facilidad, aunque por su lado el cuarzo tiene la ventaja de su resistencia térmica, lo que permite el uso de láser para la fabricación de orificios circulares con dimensiones cercanas a 0.5 mm con un muy buen acabado superficial en las paredes del orificio.
- En segundo lugar se encuentra el costo de fabricación de las piezas. Aunque con el cuarzo se podrían realizar orificios circulares aún más pequeños a 0.5 mm, el costo de fabricación de una ventana es bastante elevado (más de 10 veces), lo cual no sería viable para la fabricación de diferentes geometrías de toberas como se tiene planeado.
- Un factor determinante en el diseño de las toberas transparentes es la resistencia a flexión que tiene el material. Debido al tipo de sujeción de la tobera por la parte inferior, diseñado para permitir la visualización del flujo interno y el chorro, el material de la tobera soporta esfuerzos a flexión en esta zona ranurada (pieza *Base*). Como se mostró en la Tabla 3.1 la resistencia a flexión del cuarzo en comparación a la del metacrilato es bastante inferior (menor a la mitad) lo que puede conllevar a la formación de micro-grietas en la zona de visualización y/o la posible rotura instantánea en el momento de ajustar las piezas en el montaje o durante los cambios de presión en el sistema. Además, el hecho que el metacrilato tenga un módulo de elasticidad menor hace que para un mismo esfuerzo aplicado la deformación unitaria sea mayor que en el cuarzo, lo cual ayuda a ajustarse (deformarse) adecuadamente con las demás piezas sin peligro de rotura.
- Adicionalmente, como en cualquier análisis de esfuerzos y deformaciones se tiene en cuenta la resistencia a la rotura, resistencia a la tensión y/o la resistencia a compresión de los elementos. En la Tabla 3.1 se observa que la resistencia a compresión y dureza del cuarzo es mayor a la del metacrilato; sin embargo, es un material muy frágil lo cual es un factor a tener en cuenta ya que pequeñas desviaciones en el acabado superficial de los materiales que entran en contacto con la tobera puede llegar a ocasionar la rotura de la(s) ventana(s).

Como se mostrará en la sección 3.7.2, después de tener diseñado el sistema de visualización y realizar algunas pruebas preliminares, se usarán finalmente siete toberas planas y una tobera cilíndrica.

Haciendo un balance de los pro y los contras del material a usar en las ventanas, se ha escogido el metacrilato como material para la mayoría de toberas

transparentes (toberas planas), puesto que es fácil de mecanizar a un precio razonable, la temperatura de operación durante todos los ensayos estará por debajo de la temperatura de deflexión del material, la resistencia a la flexión es mayor comparada con el cuarzo, lo cual es vital para soportar el ajuste de las piezas sin peligro de rotura y por último al tener un módulo de elasticidad menor y ser menos frágil que el cuarzo permite deformarse más a una determinada carga, lo cual resulta benéfico en el momento de ajustarse con las demás piezas sin crear grandes concentradores de esfuerzos.

No obstante, para la fabricación de la tobera transparentes cilíndrica se ha decidido fabricarla en cuarzo debido a las dimensiones que que pueden alcanzar usando este material (orificio de 0.5 mm de diámetro) manteniendo un buen acabado óptico en las superficies del orificio; lo cual resulta menos viable al trabajar con metacrilato, puesto que no se puede usar el láser para la formación del orificio por la poca resistencia a la temperatura del metacrilato. Por otro lado, una de las opciones disponibles para hacer micro-orificios en metacrilato es el micro-taladrado, pero esta técnica no asegura una excelente calidad en la superficie del orificio.

Ahora dando paso al diseño geométrico de las plaquitas, se tuvieron en cuenta los siguientes aspectos:

- Las toberas transparentes que se vayan a utilizar deben ser montadas usando el mismo portatoberas. Por lo tanto, sin importar si la geometría del orificio en la tobera transparente es de sección circular, sección rectangular, orificio largo, orificio corto, etc., la geometría exterior debe ser la misma.
- Las caras por donde debe pasar la luz deben estar pulidas y tener un acabado óptico con el fin de evitar distorsiones durante la visualización y obtener una buena calidad de las imágenes.
- El diseño esta enfocado a la visualización de un solo chorro y del flujo en el interior del orificio, por lo tanto todas las toberas serán toberas mono-orificio.
- Con el fin de visualizar el flujo a lo largo de todo el orificio, las aristas a la salida del orificio no deben ser biseladas (sin chaflán).

### **3.3.3. Estudio de esfuerzos y deformaciones del sistema de visualización**

Una vez definido el material y los requisitos del material de las toberas transparentes, se da paso a estudiar la estanqueidad del sistema en las juntas.

Como se mencionó anteriormente el diseño final de las juntas que soportan la tobera están conformadas por una junta superior fabricada en aluminio y una junta inferior conformada por dos semilunas de grafito expandido laminado.

A continuación se detallará el procedimiento que se siguió para determinar la estanqueidad del sistema en función del par de apriete aplicado a los tornillos y las propiedades de las juntas, siguiendo el procedimiento de cálculo de la norma española UNE-EN 1591 [3]. Posteriormente se mostrará el estudio de esfuerzos y deformaciones usando elementos finitos para comprobar la admisibilidad de carga de cada una de las piezas.

### Estudio de cargas

Esta sección tiene como objetivo determinar el ajuste necesario para obtener un sistema estanco de tal forma que el par de apriete aplicado a los tornillos asegure la estanqueidad en la junta superior bajo las diferentes condiciones de presión de inyección y contrapresión. Además luego de comprobar la admisibilidad de carga de la junta superior se realiza un estudio similar para las láminas que conforman una tobera plana, ya que actúan como juntas en el paso del combustible. Como se ha mencionado previamente para determinar las cargas mínimas en la junta superior y en las láminas que conforman el orificio para conseguir un sistema estanco, se han seguido la norma UNE-EN 1591 [3].

En cuanto a la estanqueidad de la junta superior, los elementos que se tendrán en cuenta en este estudio se muestran en la Figura 3.8 y son:

- Tapa superior
- Conjunto tobera-portatoberas (Tobera)
- Junta superior
- Junta inferior
- Base

En la Figura 3.9 se representa un modelo de resortes de las piezas involucradas. El sistema se ha dividido en dos partes: la primera (lado izquierdo de la Figura 3.9) se encuentran las piezas que están sometidas a compresión y en la segunda parte (lado derecho de la Figura 3.9) se representan los tornillos y la base actuando juntos a tensión.

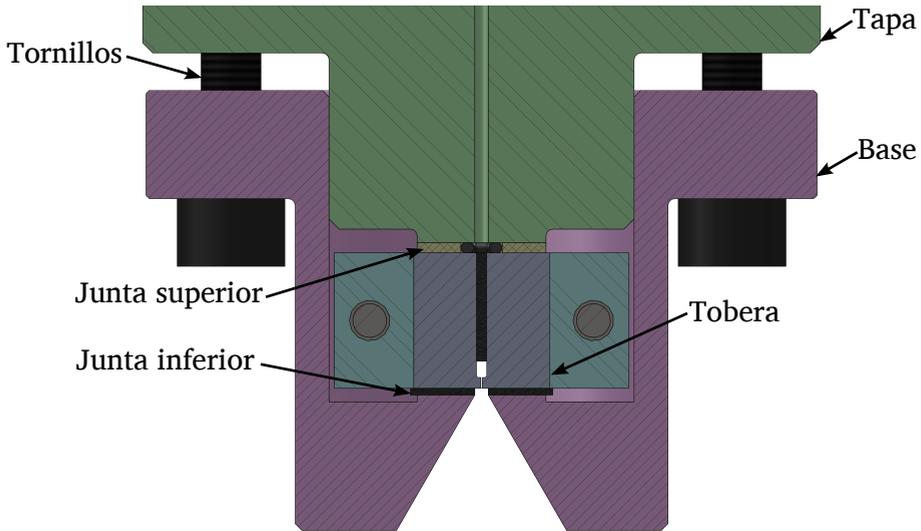


Figura 3.8: Elementos para el estudio de cargas.

Es importante que el sistema sea mecánicamente funcional durante todas las condiciones de ensayo y montaje. Por ello, a continuación se muestran las condiciones de carga críticas del sistema, las cuales son:

- *I0*: Condición de montaje.
- *I1*: Máxima presión de inyección, sin contrapresión.
- *I2*: Máxima presión de inyección, máxima contrapresión.

En la condición *I0* la fuerza aplicada a cada uno de los elementos es la misma y es la fuerza de ajuste dada por los tornillos; por lo tanto se cumple la igualdad mostrada en la ecuación 3.1.

$$F_{tor} = F_{ba} = F_{inf} = F_{tob} = F_{sup} = F_{ta} \quad (3.1)$$

donde los subíndices *tor*, *ba*, *inf*, *tob*, *sup* y *ta* se refieren a los tornillos, la base, la junta superior, el conjunto tobera, la junta superior y la tapa respectivamente.

Sin embargo, la ecuación 3.1 deja de tener validez en las condiciones posteriores al montaje (*I1*, *I2*). A continuación se analiza el efecto que tienen las

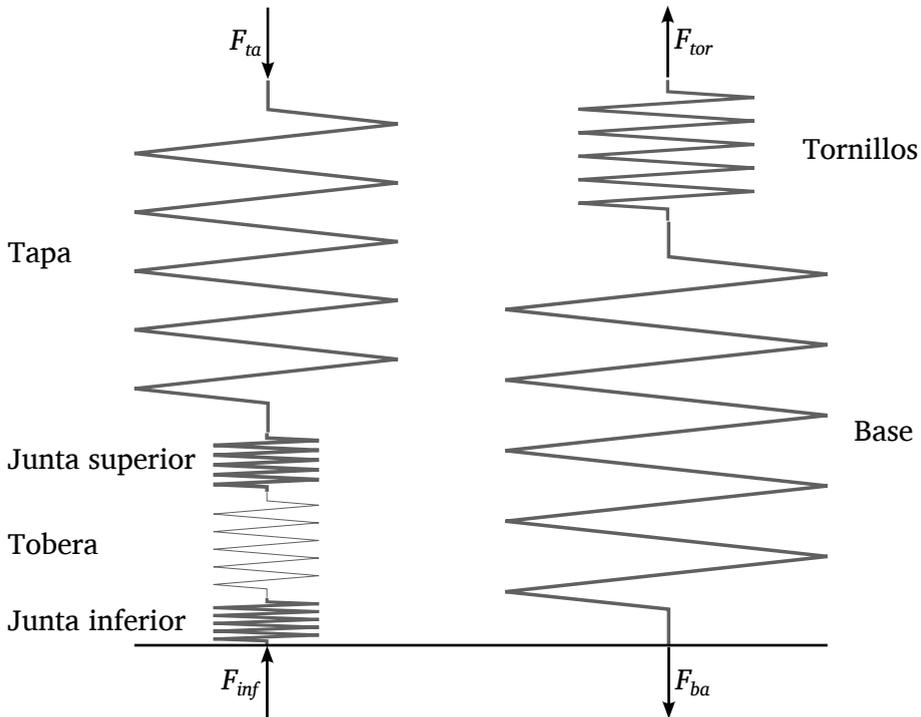


Figura 3.9: Modelo de las fuerzas que actúan en el sistema.

cargas generada por la presión de inyección y por la contrapresión en cada uno de los elementos.

Empezando con la presión de inyección, esta carga genera una fuerza directamente en la parte superior de la tobera, lo cual hace que la fuerza aplicada tanto a la tobera como a los elementos que le siguen en la inferior (junta inferior, base y tornillos) se incremente. Sin embargo el efecto de la presión de inyección en los elementos que se encuentran por encima de la tobera como la junta superior y la tapa van a tener un efecto inverso; es decir, la fuerza aplicada a estos elementos se va a reducir conforme aumente la presión de inyección.

En el caso de la contrapresión, la fuerza también se aplica directamente en la tobera pero por la superficie inferior, lo que genera un incremento de las fuerzas aplicadas en la tobera, en la junta superior y en la tapa y una disminución en la fuerza aplicada a la junta inferior, la base y los tornillos.

Este hecho pone de manifiesto la importancia de analizar el conjunto en todas sus condiciones de montaje por dos motivos: el primero por la reducción

de la fuerza aplicada en la junta superior (debido a la presión de inyección), lo cual afecta directamente a la estanqueidad del sistema y segundo por la influencia que tiene el incremento de las fuerzas en los diferentes elementos en la admisibilidad de carga de cada uno.

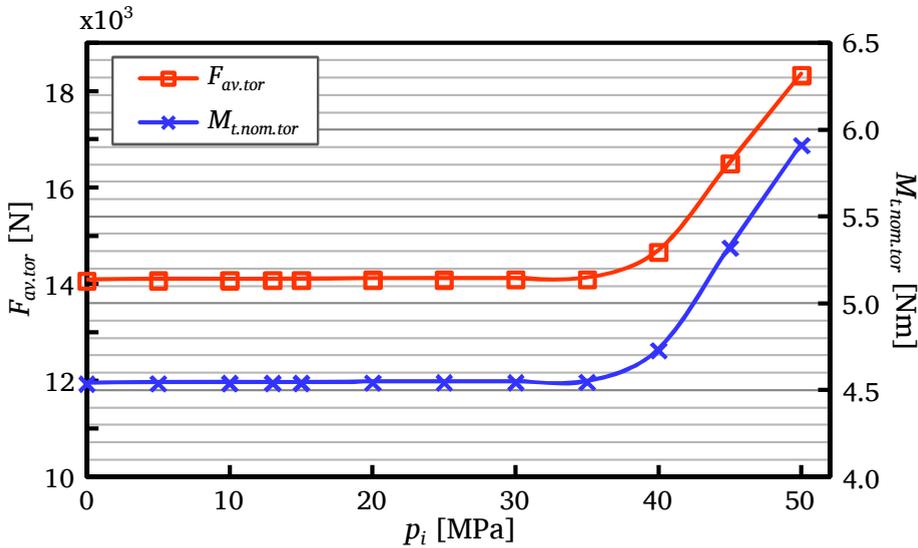


Figura 3.10:  $F_{av.tor}$  y  $M_{t.nom.tor}$  en función de  $p_i$  para los tornillos que sujetan el conjunto de visualización.

En el anexo 3.A se muestra con detalle el proceso de cálculo llevado a cabo para determinar la estanqueidad del sistema de visualización tanto en la junta superior como en las láminas que conforman las toberas planas. De estos resultados, se obtienen el comportamiento de la fuerza promedio que ejercen los tornillos y el respectivo par que debe ser aplicado a cada uno de estos, tanto para los tornillos que ajustan el sistema de visualización como para los tornillos que ajustan el portatoberas. En las Figuras 3.10 y 3.11 se muestra el comportamiento de éstas fuerzas y pares aplicados.

En la Figura 3.10 se observa que se requiere un par mínimo cercano a 4.5 Nm para que el sistema sea estanco hasta 35 MPa; a partir de ahí el par de apriete debe incrementar conforme sube la presión de inyección para seguir asegurando la estanqueidad en la junta superior.

En la Figura 3.11 se observa un comportamiento similar mostrando que se requiere un par mínimo de apriete de 1.4 Nm a cada tornillo del portatoberas para que no existan fugas entre las láminas y las ventanas hasta  $p_i = 10$  MPa y para presiones por encima de este valor el par de apriete aumenta linealmente.

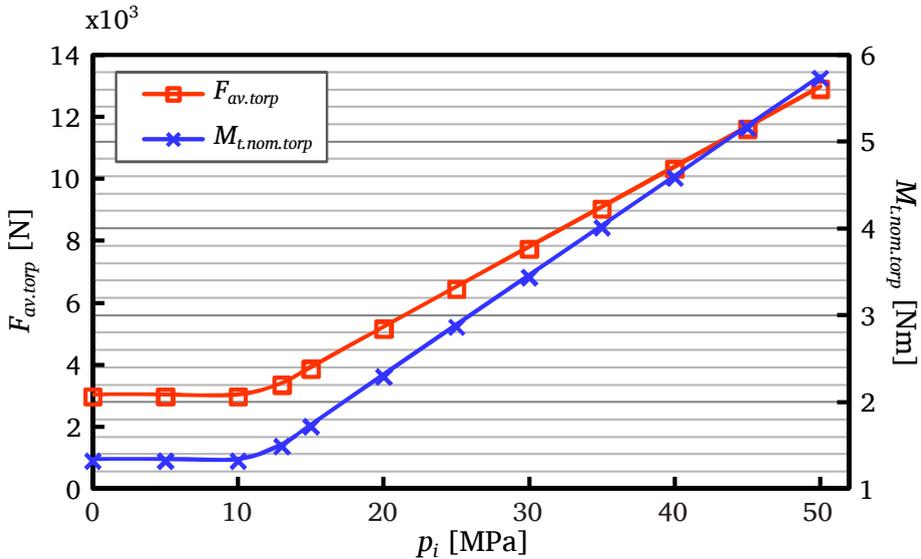


Figura 3.11:  $F_{av.torq}$  y  $M_{t,nom.torq}$  en función de  $p_i$  para los tornillos del portatoberas.

Así, los cálculos realizados en el anexo 3.A han permitido determinar la carga que debe ser aplicada a los tornillos y por ende la carga que soporta cada elemento junto con la comprobación de la admisibilidad de carga de las juntas. Con el fin de comprobar la admisibilidad de los demás elementos que componen el sistema de visualización a las condiciones de ajuste calculadas previamente, se lleva a cabo un estudio de elementos finitos como se muestra a continuación.

### Estudio por elementos finitos

En esta sección se muestran los estudios llevados a cabo usando el método de elementos finitos aplicando el paquete COSMOS que vienen en el software SolidWorks [4], con el fin de determinar la admisibilidad de carga de los elementos del sistema de visualización teniendo en cuenta los resultados obtenidos en la sección anterior.

Aunque se han llevado a cabo diferentes simulaciones para comprobar la admisibilidad de carga de los elementos utilizando diferentes materiales y formas en las piezas, igual que en la sección anterior solo se muestran los resultados de las simulaciones con los materiales y formas finales. La primera parte inicia con el análisis del conjunto portatobera con el fin de comprobar la

admisibilidad de carga de estos componentes antes de ser ensamblado con las demás piezas, usando la fuerza  $F_{av.torp} = 12894.32 \text{ N}$  (para una  $p_i = 50 \text{ MPa}$ ), la cual se redondea a  $13000 \text{ N}$  para la simulación.

Luego se muestran los resultados de las demás piezas del sistema de visualización del flujo interno, tomando en cuenta la carga máxima calculada en la sección 3.3.3 para las tres condiciones de carga. Así se toma el valor de  $19739.98 \text{ N}$  aplicado en la tobera en la condición de carga *I2*. Este valor se redondea a  $20000 \text{ N}$  para las simulaciones.

Para cada simulación resulta indispensable determinar de forma adecuada las condiciones de sujeción y carga en conjunto con la selección del material adecuado en cada una de las piezas con el fin de obtener resultados certeros que permitan conocer el comportamiento real de cada elemento.

El criterio de falla utilizado es el criterio de Von Mises, el cual establece que el inicio de la zona plástica tienen lugar cuando la tensión equivalente de Von Mises alcanza el límite elástico. Sin embargo existen otros estudios [5, 6] que han mostrado el uso de otros criterios en el caso de polímeros, aplicable en este caso al metacrilato. Estos criterios son extensiones del criterio de Von Mises como el criterio de Drucker-Prager (no incluido en la biblioteca de SolidWorks), en el que a diferencia del criterio tradicional de Von Mises da lugar a que la superficie de plastificación pase de ser un cilindro (Von Mises) a ser un cono en el espacio de Westergaard [7].

Sin embargo, puesto que el criterio de fallo de Von Mises está incluido en la biblioteca de SolidWorks, se usa éste para las ventanas de metacrilato. Aunque el criterio de Von Mises es un criterio más conservador, se puede observar que la línea crítica en un plano de esfuerzos está muy cercana al criterio de Drucker-Prager (Figura 3.12, adaptada de [8]) y por lo tanto se puede considerar que los resultados, obtenidos al hacer el estudio con elementos finitos de las ventanas usando el criterio de Von Mises, son válidos para los planos donde se aplican las cargas en las ventanas y por supuesto para las demás piezas metálicas.

Así, la finalidad de llevar a cabo estas simulaciones es comprobar que todas las piezas que componen el sistema de visualización del flujo interno tienen un factor de seguridad mayor a la unidad y poder afirmar que el sistema cumplirá los requerimientos de carga bajo todas las condiciones establecidas.

- *Simulaciones del conjunto portatobera*

Las Figuras 3.13 a 3.18 muestran el comportamiento de las piezas que componen la tobera al aplicar una carga de  $13000 \text{ N}$  necesaria para man-

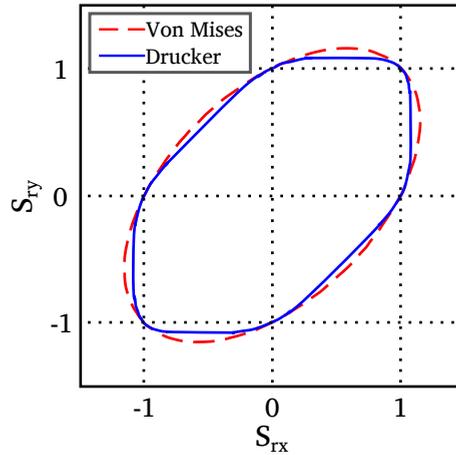


Figura 3.12: Criterios de falla.

tener estanco el conjunto portatoberas como se mostró en la sección 3.3.3.

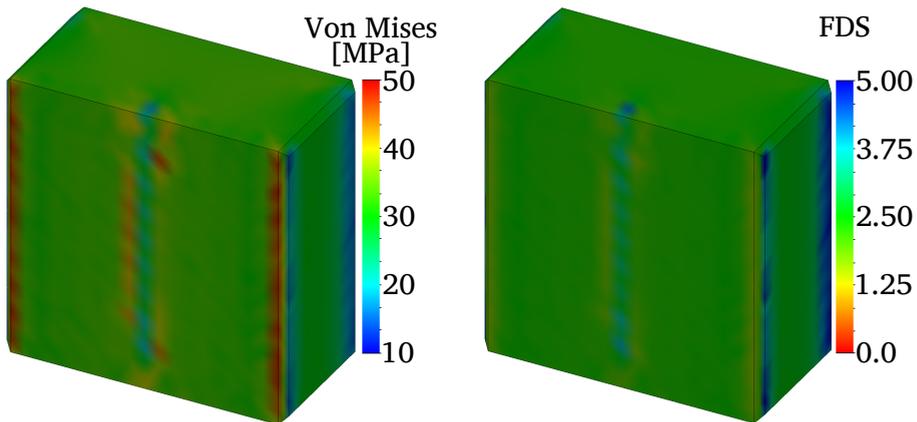


Figura 3.13: Esfuerzos y factores de seguridad en una ventana.

En la Figura 3.14 se muestran las deformaciones en el eje  $z$  ( $\delta_z$ ) tanto de las ventanas como de las láminas. Se puede observar que la deformación se da principalmente en las ventanas siendo muy pequeñas las deformaciones en las láminas, como era de esperarse.

Por último dentro del conjunto portatoberas, se ha simulado la carga soportada en los tornillos; sin embargo, al ser éstos piezas estándar se

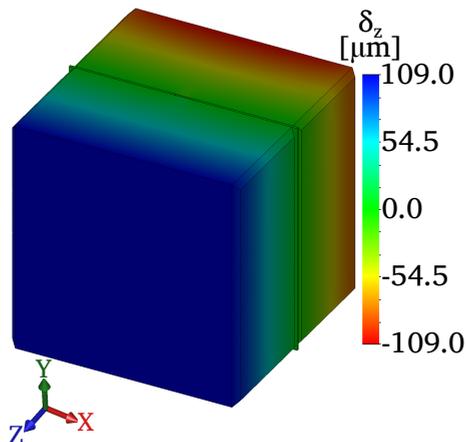


Figura 3.14: Deformaciones en el eje z de las ventanas y las láminas.

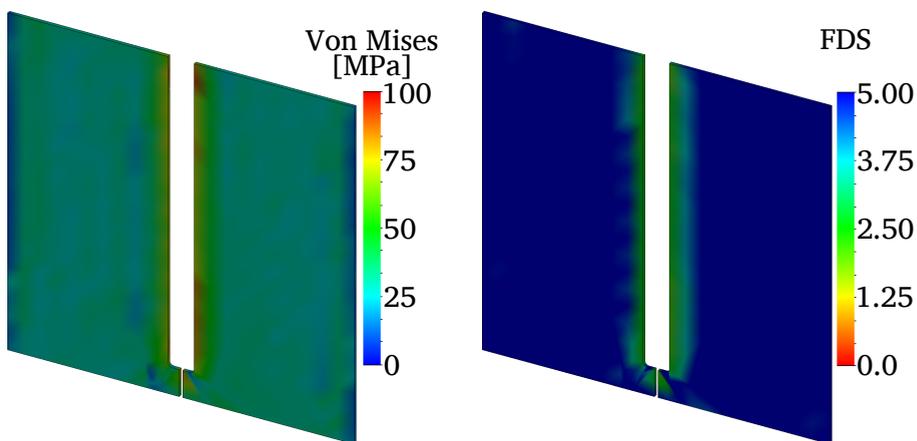


Figura 3.15: Esfuerzos y factores de seguridad en las láminas.

puede encontrar fácilmente información en la bibliografía [9-11]. Así por ejemplo en [11] se tiene que para un tornillo M5 grado 12.9 roscado sin lubricación puede soportar una fuerza máxima de 11600 N que corresponde a un par máximo de 8 Nm. Por lo tanto los tornillos están dentro de los límites de resistencia ya que cada uno soportará la mitad de la carga total; es decir, 6500 N.

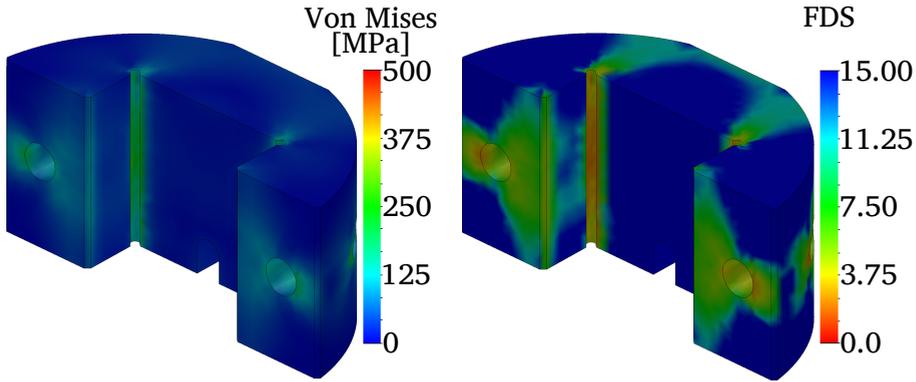


Figura 3.16: Esfuerzos y factores de seguridad en el protatoberas (parte rosca-da).

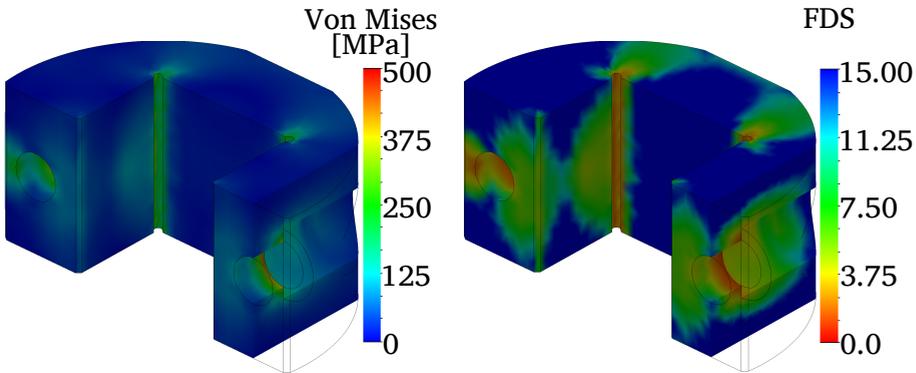


Figura 3.17: Esfuerzos y factores de seguridad en el protatoberas (parte no rosca-da).

- *Simulaciones del sistema de visualización del flujo interno*

Las Figuras 3.19 a 3.26 muestran los resultados de las piezas que conforman el sistema de visualización del flujo interno aplicando una carga de 20000 N y manteniendo la carga previa de 13000 N aplicada al portatoberas.

En la Figura 3.25 se observa la deformación que sufre la *base* en el eje X ( $\delta_x$ ) con el fin de mostrar la poca deformación en la zona de apoyo de la tobera. Esto resulta de gran importancia, puesto que los esfuerzos a flexión en las ventanas son directamente proporcionales al espacio en la zona ranurada. Esto se ha conseguido gracias al uso de un material con una alta rigidez (acero inoxidable Dúplex 1.4462) haciendo que la

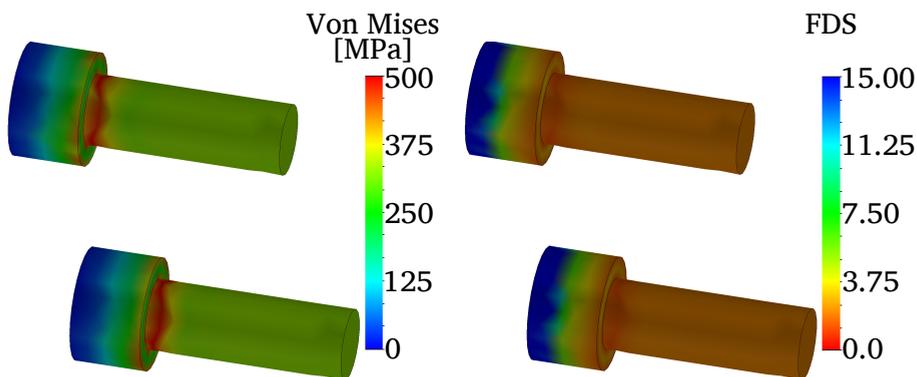


Figura 3.18: Esfuerzos y factores de seguridad en los tornillos del protatoberas

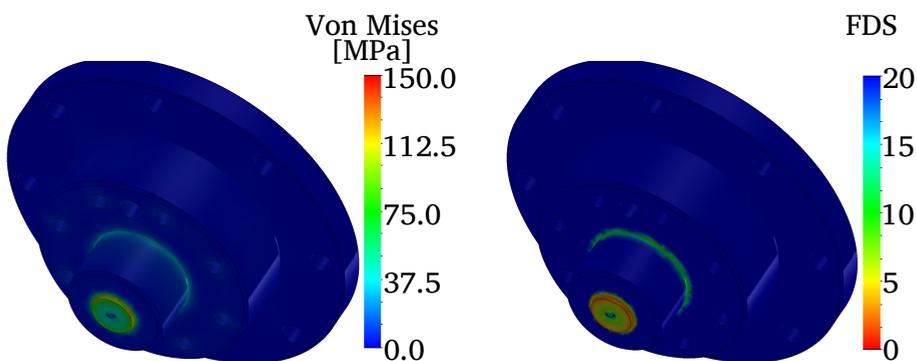


Figura 3.19: Esfuerzos y factores de seguridad en la tapa.

deformación de la zona ranurada sea lo menor posible, pero a su vez es capaz de soportar la carga aplicada por la tobera.

Con los resultados mostrados desde la Figura 3.13 a la Figura 3.26 se da a conocer el comportamiento de cada pieza que conforma el sistema de visualización a partir de los esfuerzos resultantes y los factores de seguridad obtenidos con las simulaciones en *SolidWorks*. Así, se puede afirmar que al aplicar un par de ajuste de 13000 N al conjunto portatobera y 20000 N al sistema de visualización se consigue un sistema estanco y mecánicamente funcional hasta presiones de inyección de 50 MPa. Así esta presión es la presión límite del sistema, la cual se ha conseguido a partir de la selección adecuada de materiales y formas de las diferentes piezas al terminar el proceso iterativo del diseño.

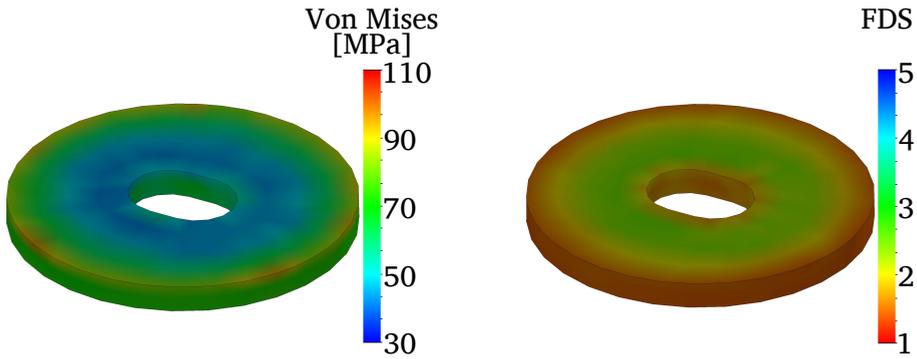


Figura 3.20: Esfuerzos y factores de seguridad en la junta superior.

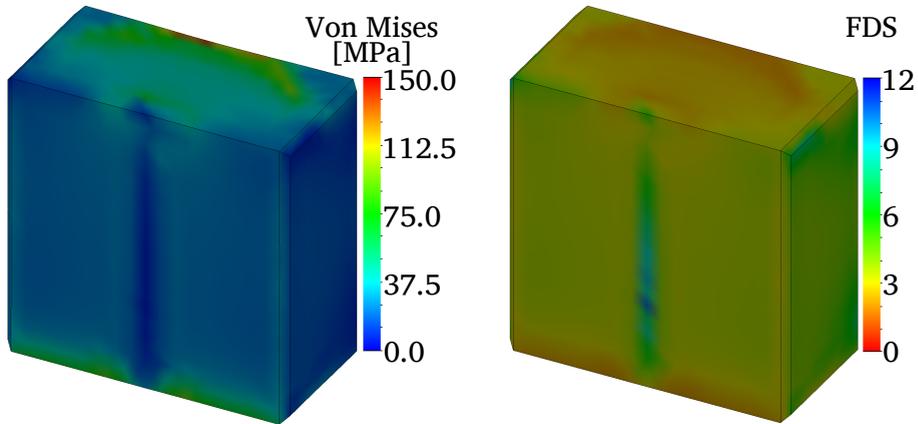


Figura 3.21: Esfuerzos y factores de seguridad en una ventana.

El mayor limitante para alcanzar presiones de inyección más altas se debe al uso de una pieza ranurada como es la *base*, la cual hace que se creen esfuerzos adicionales en las piezas; sin embargo, se ha mantenido este diseño puesto que uno de los objetivos de este trabajo es observar el flujo en el interior del orificio y el chorro de forma simultánea sin restricciones en la visualización.

Por último, en la Tabla 3.2 se muestra un resumen de los materiales de cada elemento que conforma el sistema de visualización de toberas transparentes.

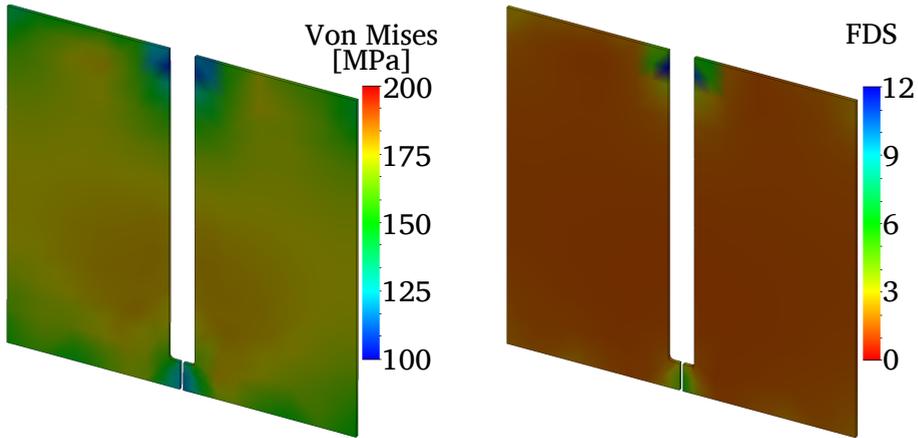


Figura 3.22: Esfuerzos y factores de seguridad en las láminas.

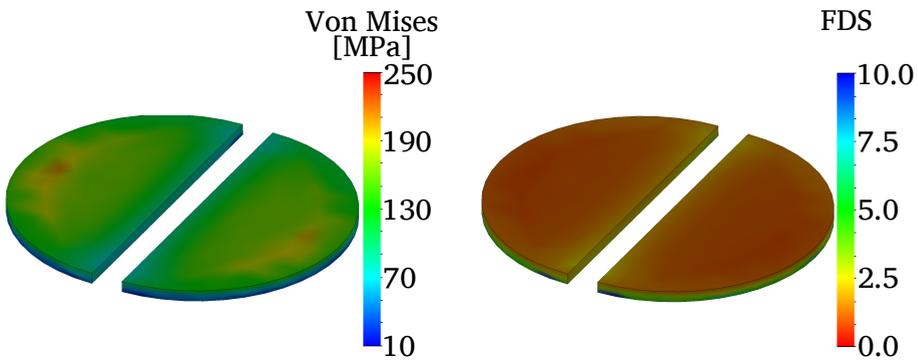


Figura 3.23: Esfuerzos y factores de seguridad en la junta inferior.

### 3.3.4. Procedimiento de montaje

En esta sección se mostrará la metodología seguida para el montaje de las toberas transparentes de inyección. La importancia de seguir este procedimiento de montaje radica en lograr que el conjunto de elementos que conforman la tobera transparente y los elementos que la sujetan queden debidamente posicionados con el fin de obtener una buena visualización, evitando fugas o roturas de las ventanas por errores de montaje.

A continuación se muestran las piezas y herramientas necesarias para el armado del sistema de visualización.

- Dos ventanas de metacrilato con unas dimensiones de  $20 \times 20 \times 10$  mm

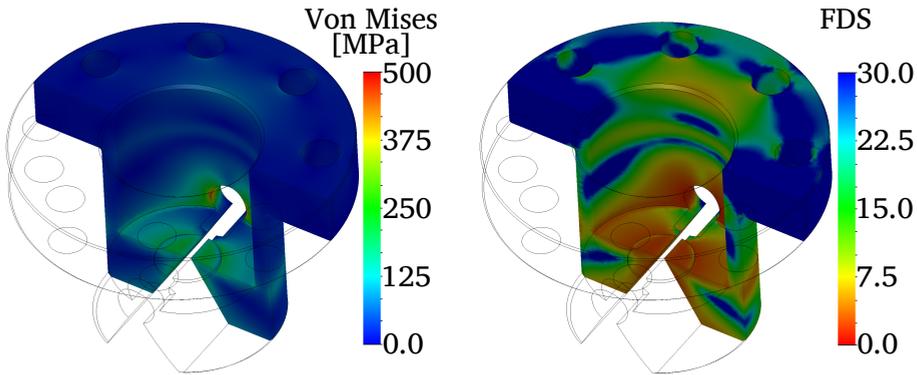


Figura 3.24: Esfuerzos y factores de seguridad en la base.

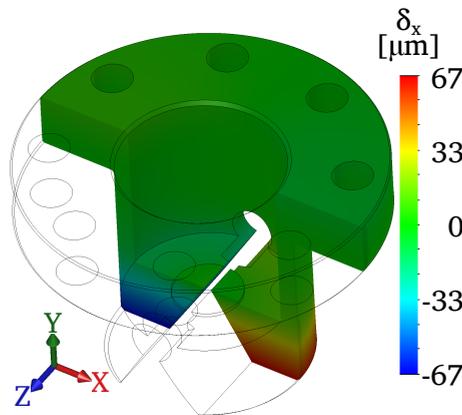


Figura 3.25: Deformaciones en el eje  $x$  en la base.

con cuatro de sus seis caras con acabado óptico (las dos caras de visualización y las dos caras donde apoyan las juntas superior e inferior).

- Par de láminas de hojalata ( $200\mu\text{m}$  de espesor) que conforman la geometría de la tobera transparente.
- Hoja de papel y lija de agua 1200.
- Portatobera conformado por las dos piezas en forma de "U" con sus respectivos tornillos de ajuste (2 tornillos M5 con dureza grado 12.9).
- Superficie de apoyo plana para el montaje.
- Dos juntas de grafito expandido con un espesor de 1 mm recortados previamente con la forma de la ventana y con una ranura que permita la visualización. Ver juntas de apoyo en la Figura 3.6.

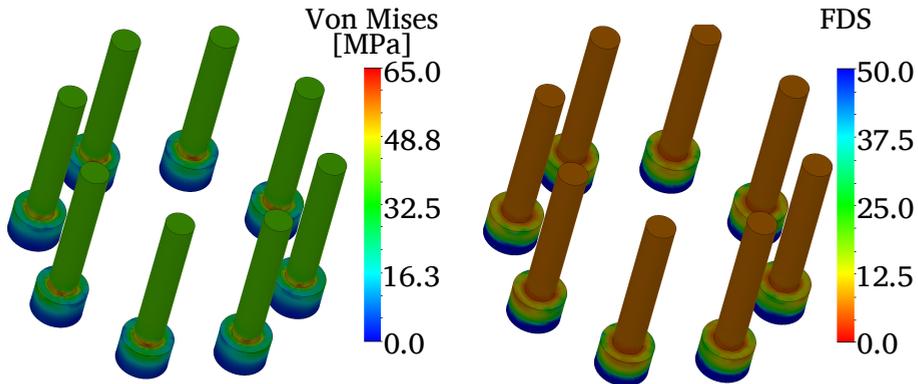


Figura 3.26: Esfuerzos y factores de seguridad en los tornillos de la base.

Elemento	Material
Ventanas	PMMA (Metacrilato)
Láminas	Hojalata
Junta Superior	Aluminio 1060-H16
Junta Inferior	Grafito expandido laminado
Base	Acero inoxidable Dúplex 1.4462
Portatoberas	Acero inoxidable Dúplex 1.4462
Tapa	Acero inoxidable superaustenítico 1.4529
Junta tórica	NBR90

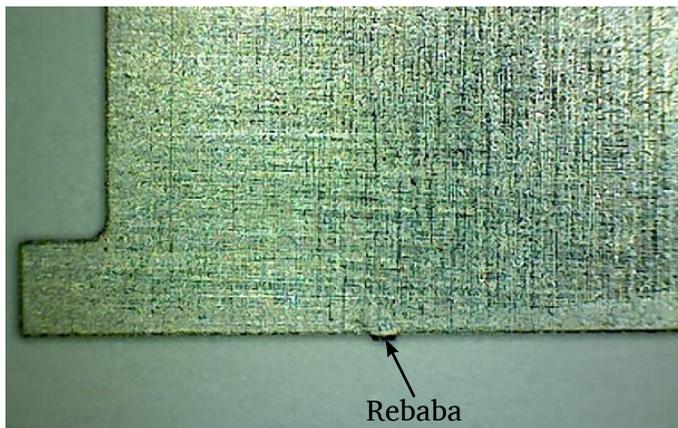
Tabla 3.2: Materiales usados en las piezas del sistema de visualización.

- Silicona con capacidad de curado a condiciones ambiente. Rango de temperatura de operación:  $-50^{\circ}\text{C}$  y  $200^{\circ}\text{C}$ . Adicionalmente, este tipo de silicona debe poder retirarse fácilmente de los elementos en contacto y no debe cambiar sus propiedades en contacto con el combustible después del proceso de curado.
- Dos ventanas extra para el pre-aplastamiento de la silicona. Usar dos ventanas independientes de las empleadas en la conformación de la tobera.
- Llave dinamométrica con un rango entre 0 – 6 Nm.
- Microscopio digital. El microscopio utilizado tiene una magnificación máxima de 200X obteniendo imágenes con una resolución cercana a 290 pixel/mm.
- Papel óptico y metanol para la limpieza de los elementos.
- Galga de hojalata con  $100\mu\text{m}$  de espesor y 1.5 mm de ancho.

- Base
- Junta inferior (2 semicírculos) de grafito expandido laminado con un espesor de 1 mm.
- Junta superior de aluminio y tórica.
- Tapa superior
- Tornillos de ajuste Tapa-Base (8 tornillos M10 con grado de dureza 8.8).
- Ejes de alineación. Son utilizados para alinear la base con la tapa y evitar el movimiento de estas piezas durante el ajuste de los tornillos.

A continuación se detallarán los pasos a seguir en el montaje de una tobera plana.

1. Limpiar y/o retirar las pequeñas asperezas en las superficies y rebabas en las aristas de las láminas (Figura 3.27). Las pequeñas asperezas se eliminan pasando un par de veces las caras de las láminas sobre una hoja de papel y las rebabas se eliminan usando la lija (lija de agua 1200). Luego se limpian las piezas con metano y se verifica la apariencia de las láminas en el microscopio digital.



*Figura 3.27: Lámina observada en el microscopio.*

2. Poner en la superficie de apoyo plana las ventanas, el portatoberas y las juntas de grafito debidamente posicionadas (Figura 3.28).
3. Aplicar silicona a las dos caras de una de las láminas. Aplastar la silicona aplicada poniendo la lámina entre las dos ventanas extra para el pre-aplastado, diferentes a las ventanas usadas en el montaje. Observar que

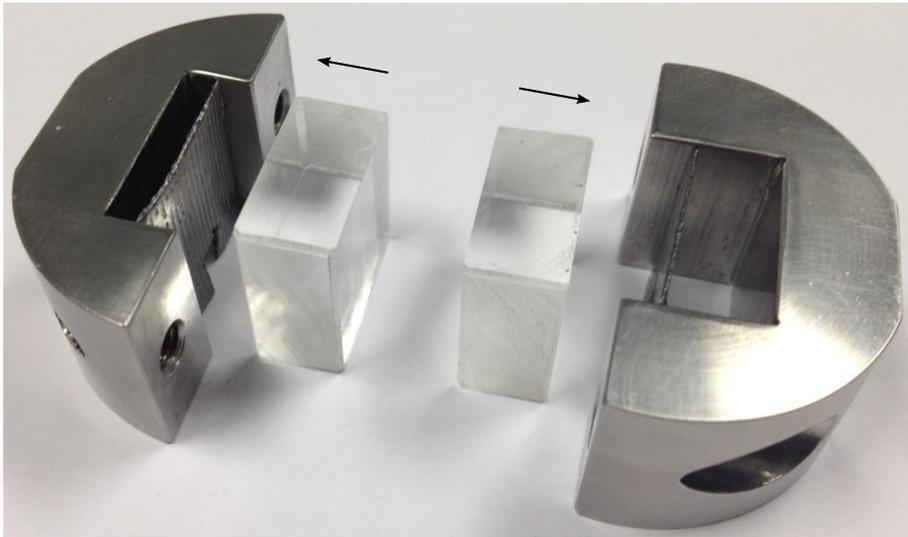


Figura 3.28: Ubicación de las piezas en el portaberlas.

al ir apretando las ventanas (con las manos), la silicona se va distribuyendo por las láminas hasta quedar una fina capa homogénea de silicona en cada una de las caras de la lámina (Figura 3.29). Retirar la lámina deslizando las ventanas (no separarlas). Se hace el mismo procedimiento con la otra lámina.

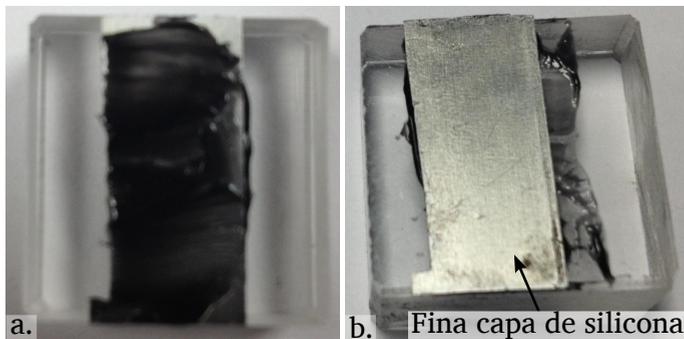
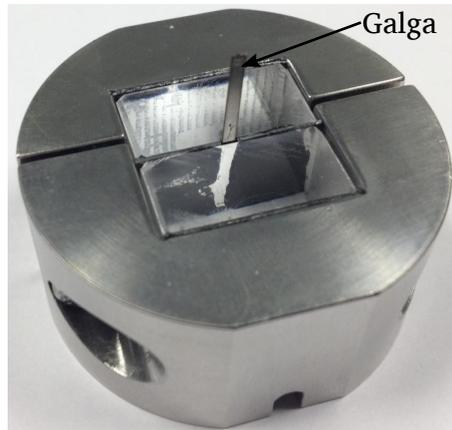


Figura 3.29: Aplicación silicona. a. Sin aplastar; b. Aplastada.

4. Posicionar las láminas en el portaberlas.
5. Acercar las piezas en "U" del portaberlas hasta que todas las piezas en el interior hagan contacto.

6. Poner la galga de posicionamiento de las láminas (Figura 3.30). Las dimensiones de esta galga resultan de gran interés permitiendo que el canal de alimentación siempre sea igual de ancho. Para todos los montajes de toberas planas se usa siempre la misma galga.



*Figura 3.30: Ubicación de la galga de separación.*

7. Ajustar el portatobera con los tornillos usando la llave dinamométrica. Ajustar los tornillos inicialmente sin par hasta que lleguen al final. Luego ir ajustando gradualmente modificando el par en la llave dinamométrica hasta alcanzar el par requerido.
8. Retirar la galga y esperar 1 hora para el curado de la silicona. En este punto del montaje no interesan mucho las dimensiones finales del área de salida puesto que el sistema será nuevamente desmontado después del curado.
9. Con el ajuste del portatobera, parte de la silicona se ha introducido en el interior del canal. Por lo tanto, se procede a desmontar las láminas y retirar la silicona sobrante (Figura 3.31) después de haber pasado la hora de curado. Con este tiempo transcurrido, la silicona en las superficies de las láminas está perfectamente curada y adherida mientras que la silicona restante ubicada en las aristas aún no ha curado (capas menos finas), lo que facilita retirar la silicona de estas zonas. A continuación, observar a través del microscopio la presencia de cualquier sobrante de silicona y retirarlo. Adicionalmente, limpiar las ventanas y el portatobera de los restos de silicona con papel óptico y metanol.

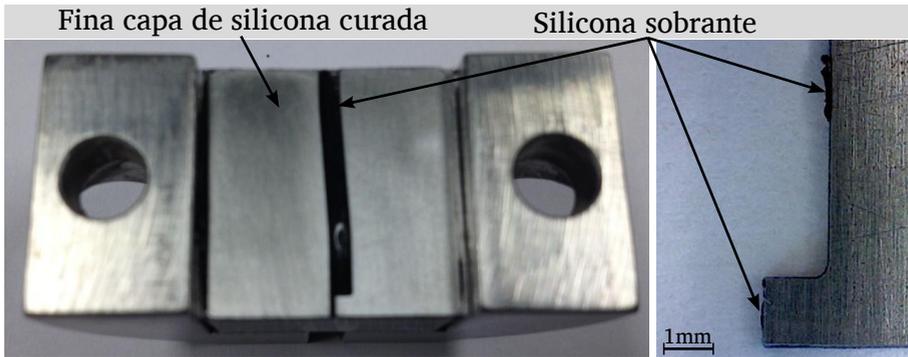


Figura 3.31: Silicona sobrante a retirar.

10. Repetir los pasos del 4 al 7. Ahora se tiene una tobera plana transparente con una capa muy fina de silicona ( $5\mu\text{m}$  aproximadamente) entre las láminas y las ventanas.
11. A continuación se comprueba en el microscopio que el área de salida de la tobera corresponda con el área deseada (Figura 3.32). Esta área depende de las dimensiones de las láminas y de la dimensión de la galga (1.5 mm de ancho aproximadamente) que separa las láminas en el canal de alimentación. Así, usando una sola galga y diseñando las láminas de forma adecuada (diferentes dimensiones en la parte del orificio a visualizar) se puede obtener un set de diversas geometrías de toberas transparentes.
12. En seguida, el conjunto portatoberas se montará junto con la *Base* y la *Tapa superior*. El primer paso es poner la junta inferior (semicírculos de grafito laminado) en la base con un poco de silicona con el único objetivo de posicionarlas y evitar su movimiento durante el resto del ensamble (Figura 3.33). Evitar que las juntas sobresalgan por la ranura de la base y esperar unos 30 minutos aproximadamente para que cure un poco la silicona. Este paso normalmente se hace durante el curado de la silicona en las láminas (paso 8) con el fin de disminuir los tiempos de montaje.
13. Aplicar silicona en la junta superior (con la tórica puesta) y de nuevo usar las ventanas de pre-aplastado para dejar una capa muy fina de silicona (Figura 3.34). Este paso es imprescindible ya que la silicona limita el movimiento de la junta y se amolda a los pequeños vacíos que pudiesen existir entre las ventanas y las láminas en la parte superior. Además el pre-aplastamiento es vital para evitar capas de silicona muy gruesas que

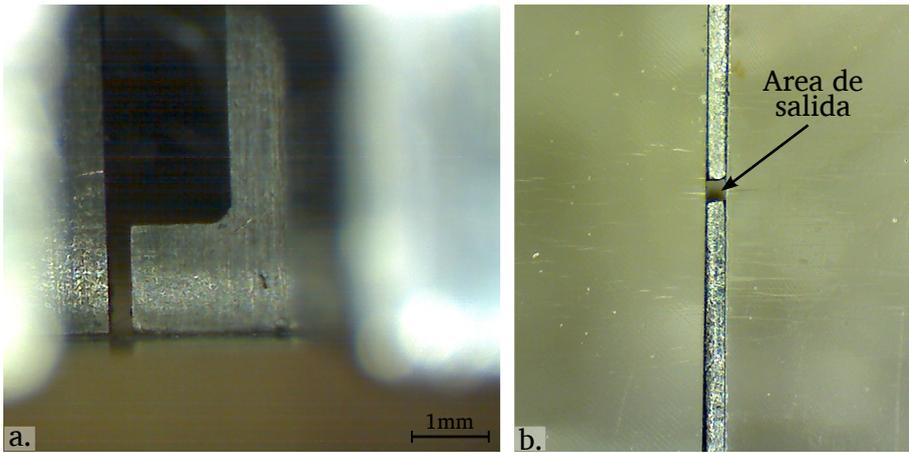


Figura 3.32: Imágenes obtenidas del microscopio. a. Vista lateral, b. Vista inferior.

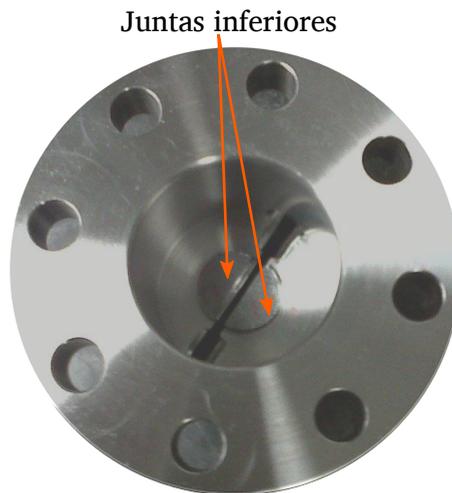


Figura 3.33: Ubicación de las juntas inferiores en la base.

luego podrían introducirse en el interior de orificio al ajustar el sistema, obstruyendo el paso de combustible.

14. Poner la junta superior sobre el portatoberas de forma que quede centrada y observando que no cubra el orificio de alimentación (Figura 3.35).
15. Introducir la tobera en conjunto con la junta superior en la base debidamente alineados (Figura 3.36).

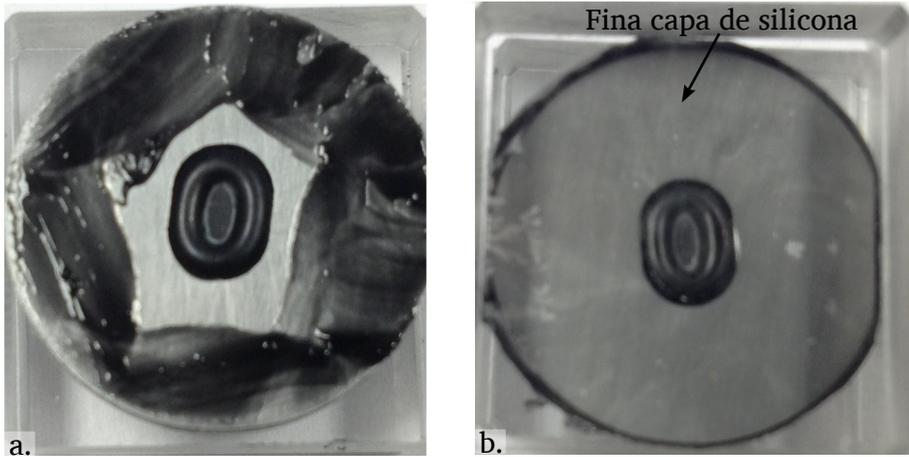


Figura 3.34: Silicona aplicada en la junta superior. a. Sin aplastar, b. Aplastada



Figura 3.35: Ubicación de la junta superior en la tobera.

16. Sujetar la base en una prensa e introducir la tapa superior alineada desde el principio, de tal forma que solo se deslice dentro de la base y no sea necesario rotarla al final. La rotación de la tapa cuando ya ha hecho contacto con la junta superior podría desplazar la junta y tapan el orificio de alimentación.
17. Poner dos tornillos M10 entre la *base* y la *tapa superior* y ajustarlos hasta el final solo con la mano (no aplicar par de apriete).

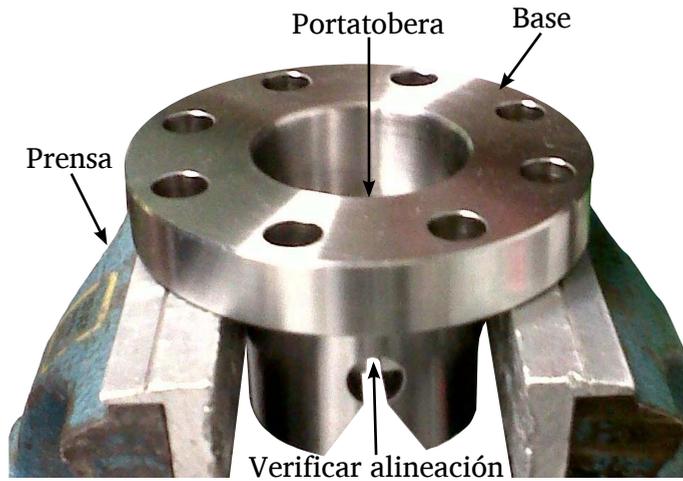


Figura 3.36: Portatobera en el interior de la base.

18. Soltar la prensa, dar la vuelta a todo el ensamble y volver a ajustar el sistema a la prensa por el lado de la tapa.
19. Verificar que el orificio de descarga este bien centrado y que los canales del portatoberas por donde atraviesa la luz estén alineados con la ranura de la pieza base (Figura 3.37).

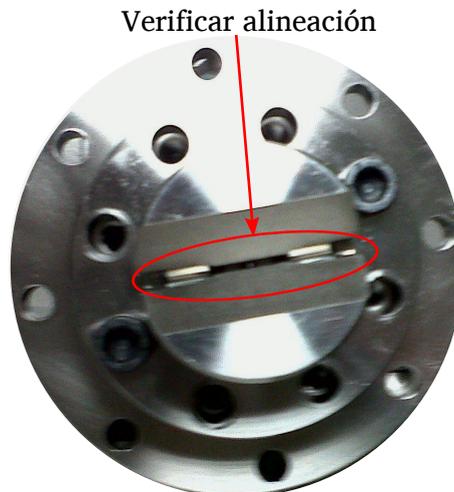


Figura 3.37: Verificación de la alineación de la tobera.

20. Poner los ejes de alineación (Figura 3.38).
21. Poner los tornillos M10 restantes y ajustar a mano hasta el final. Luego ajustar con la llave dinamométrica de forma gradual modificando el par de apriete y siguiendo el orden mostrado en la Figura 3.38 hasta alcanzar el par requerido.

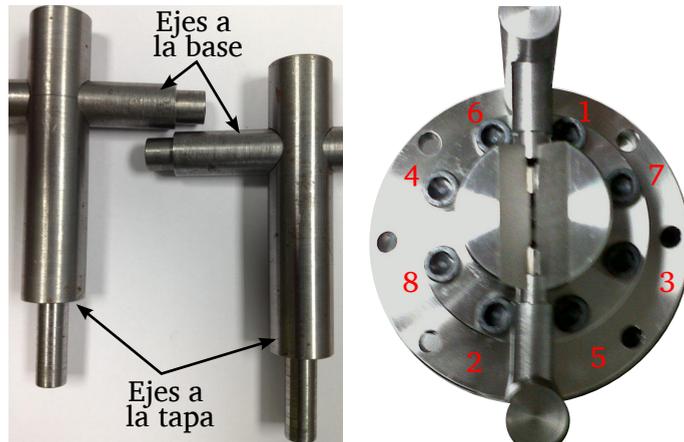


Figura 3.38: Montaje de ejes y orden de apriete de los tornillos.

22. Retirar los ejes de alineación y esperar que cure la silicona aplicada en la junta superior (1 hora aproximadamente desde que se obtiene la fina capa).

Así, el diseño de este sistema de visualización mostrado previamente permite obtener diferentes geometrías de toberas planas transparentes variando únicamente la geometría de las láminas siguiendo siempre el procedimiento de montaje mostrado previamente. En el caso del montaje de una tobera transparente cilíndrica, los pasos del 1 al 11 no son necesarios puesto que el orificio se encuentra fabricado directamente en la ventana. Solo se montaría la ventana con el orificio en el portatoberas con un ajuste leve (menor a 1 N m) y se continuaría el procedimiento de montaje a partir del paso 12.

En las siguientes secciones se muestran las técnicas experimentales utilizadas durante el desarrollo de la Tesis, las cuales se resumen en:

- Determinación de la geometría interna de las toberas de inyección transparentes mediante la visualización y toma de imágenes en un microscopio digital. 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.

- Visualización del flujo en el interior del orificio y del chorro 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 500 pixel/mm. Esta técnica se utilizará inyectando tanto sobre una atmósfera presurizada de gasoil líquido como en una atmósfera gaseosa con aire en el interior de la cámara. La visualización inyectando en atmósfera líquida permitirá observar la cavitación en el interior del orificio y las burbujas que se desprenden a la salida del orificio en condiciones cavitantes, en cambio, la visualización inyectando en una atmósfera gaseosa se realiza con el fin de estudiar el chorro en condiciones de densidad similares a las de un motor real y relacionarlo con el comportamiento del flujo en el interior del orificio.
- Medida de gasto másico de combustible inyectado en condiciones estacionarias (Permeabilidad). Permite estudiar la forma en la que el combustible es inyectado en la cámara de descarga. El valor del gasto másico inyectado en condiciones estacionarias permite el cálculo del coeficiente de descarga, así como la detección del fenómeno de la cavitación de forma no intrusiva por medio del colapso del gasto másico a unas determinadas condiciones.

### 3.4. Determinación de la geometría de toberas

Como se ha mostrado en el capítulo anterior (2), la geometría de los orificios de descarga de las toberas tiene una gran influencia sobre las características del flujo interno y el comportamiento del chorro. Sin embargo en toberas reales, 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 de hidro-erosión para producir los radios de acuerdo.

Para obtener la geometría interna en orificios reales, algunos estudios [12, 13] han usado la técnica de obtención de moldes de silicona [14]. Otros es-

tudios más recientes han obtenido resultados similares con el uso de rayos X [15, 16].

Ahora, puesto que las toberas utilizadas en la presente Tesis son transparentes, determinar la geometría resulta menos compleja de obtener. No obstante, es necesario hacer énfasis que las dimensiones finales del orificio van a depender del proceso de montaje, el cual debe seguirse conforme a como se mostró en la sección 3.3.4 para obtener el orificio deseado. Es evidente que conocer la mayoría de parámetros geométricos internos de los orificios de las toberas no es tarea fácil; sin embargo, si se desean 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.

La medición de la geometría interna se realiza de dos maneras: por un lado, las dimensiones lineales de las láminas que conforman el orificio de la tobera pueden ser medidas a través de un micrómetro. De esta manera, se obtiene de forma sencilla y precisa la longitud del orificio ( $L$ ) y las dimensiones exteriores de las láminas. Por otro lado, para la medición de los demás parámetros del orificio como radio de acuerdo, área de salida, ancho y espesor del orificio (en toberas planas) ó diámetros de orificio (en toberas cilíndricas) se utiliza un microscopio digital. Este microscopio permite realizar diferentes aumentos de acuerdo a la zona de interés que se desee medir. Como ejemplo de la capacidad del microscopio, en las Figuras 3.39 y 3.40 se puede apreciar la información que puede ser obtenida de las fotografías realizadas.

La Figura 3.39, muestra una de las láminas que conforman el orificio antes del montaje; de donde se obtiene la longitud del orificio (obtenido también con el micrómetro) y el radio de acuerdo ( $r_e$ ). Para una completa caracterización de los orificios, son tomadas imágenes laterales y desde la parte inferior de la tobera (a la salida del orificio) una vez ha sido conformada la tobera (Figura 3.40). Con estas imágenes se termina de caracterizar la geometría de la tobera usando el programa de diseño AutoCAD [17] para el acotado de los parámetros geométricos.

### 3.4.1. Parámetros geométricos caracterizados

Gracias a las medidas realizadas tanto con el micrómetro como a las imágenes obtenidas con el microscopio digital, es posible obtener información precisa acerca de los distintos parámetros que definen la geometría de una tobera; siendo los más relevantes el radio de acuerdo a la entrada del orificio ( $r_e$ ), las dimensiones a la entrada y a la salida de los orificios ( $D_e$  y  $D_o$  en orificios circulares ó  $W_e$  y  $W_o$  en toberas planas) y la longitud de los mismos ( $L$ ).

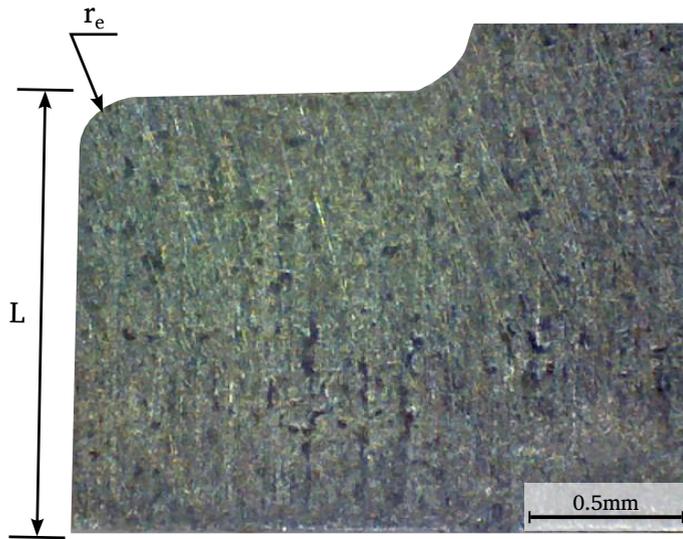


Figura 3.39: Imagen de una vista lateral de una de las láminas que forma el orificio obtenida con microscopio digital.

Para la caracterización de la convergencia del orificio se utilizan dos parámetros:

Por una parte, el factor de conicidad,  $k$ -factor, es el parámetro comúnmente utilizado por los productores de toberas y fue definido en la ecuación 2.1.

En el caso de toberas planas, este factor de conicidad se ha definido como:

$$k\text{-factor}_{plana} = \frac{W_e [\mu\text{m}] - W_o [\mu\text{m}]}{10 [\mu\text{m}]} . \quad (3.2)$$

donde  $W_e$  es el ancho a la entra y  $W_o$  es el ancho a la salida del orificio.

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. Este parámetro se denomina reducción de área ( $AR$ ) y se definió en la ecuación 2.2.

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.

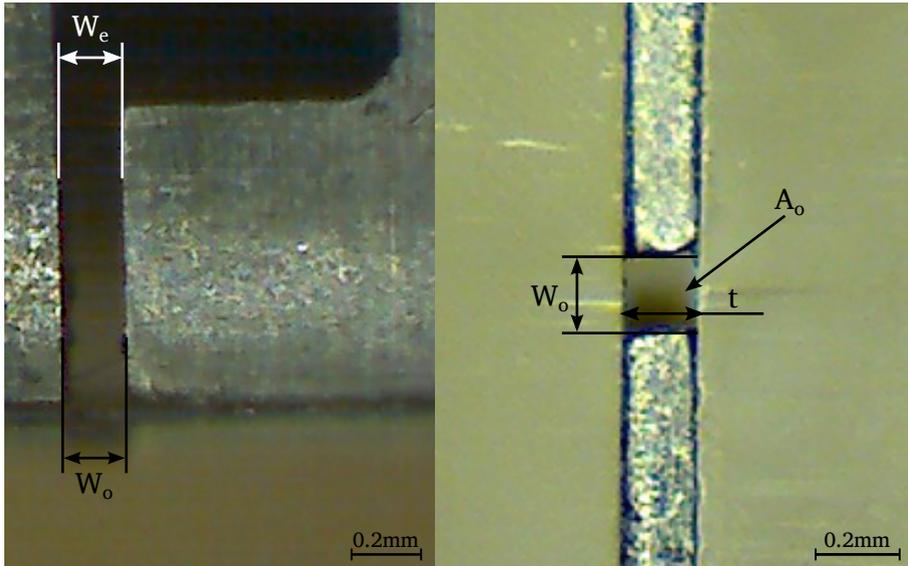


Figura 3.40: Vista lateral e inferior de una tobera plana transparente.

### 3.4.2. Validación de la técnica

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

#### Repetitividad

Para una misma tobera, se realizan tres medidas con el micrómetro obteniendo siempre el mismo resultado. Sin embargo, tomando tres repeticiones de imágenes con el microscopio, se obtienen variaciones del orden del 2% en el ancho y/o diámetro y aproximadamente 5% de variación para los radios de curvatura. Aunque son pequeños, estos errores se atribuyen a la estimación de éstos parámetros a partir de la medición (sobre las imágenes) usando el programa de diseño, más que al propio microscopio.

#### Precisión

La precisión en las medidas del micrómetro esta dada por la propia precisión del equipo, el cual tiene una precisión de 0.01 mm. En cuanto a la precisión de las medidas tomadas con el microscopio se compara la lectura de la longitud de la lámina a través del micrómetro con las imágenes (Figura 3.41),

donde se observa que el error obtenido es menor al 0.5%, lo cual es un valor bajo y que comprueba que los parámetros medidos con el microscopio son válidos.

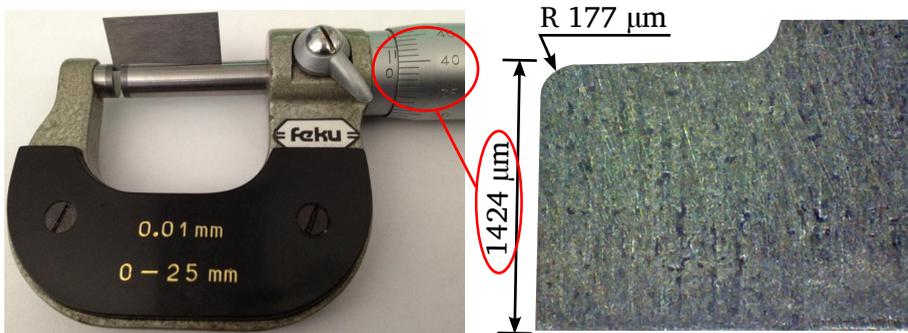


Figura 3.41: Imágenes usadas para la validación de las medidas con el microscopio. Microscopio (a), Micrómetro (b).

### 3.5. Visualización del flujo interno y del chorro Diesel

El trabajo llevado a cabo en la presente Tesis se encuentra primordialmente relacionado con la visualización del flujo tanto en el interior del orificio como a la salida del mismo en condiciones cavitantes y no cavitantes para diferentes configuraciones de toberas. Para este fin, se ha puesto en marcha una instalación óptica que permite obtener imágenes con una resolución de hasta 500 pixel/mm aproximadamente a través de la técnica conocida como iluminación trasera difusa, que será descrita más adelante en esta sección. En la Figura 3.42 se muestra un esquema general de la instalación utilizada para este fin.

Los elementos más importantes de esta instalación son la maqueta pre-surizada de inyección (descrita previamente en la sección 3.3), la fuente de iluminación suministrada por un led, una lente Fresnel, una lente biconvexa y la cámara CCD. En los próximos apartados se describirán cada uno de éstos elementos ópticos en detalle, mostrando las razones más importantes para su uso en la presente Tesis. Una vez se han explicado estos elementos, se procede a explicar como se lleva a cabo la visualización del flujo interno y a la salida del orificio y al final de la sección, se muestra la metodología seguida para el procesamiento de las imágenes obtenidas.

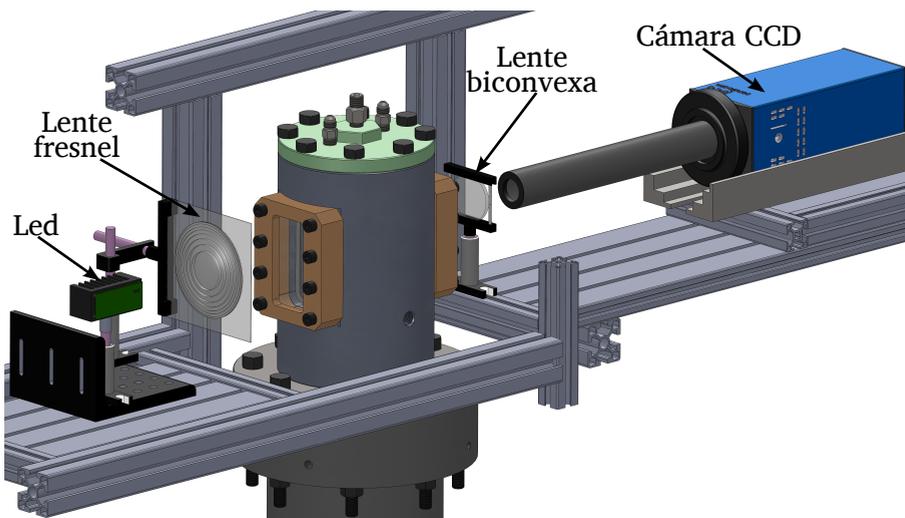


Figura 3.42: Esquema de la instalación utilizada para la visualización.

### 3.5.1. 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 continúa su camino libremente. Así, la imagen formada en el lado contrario (lado de la cámara) a la iluminación muestra la sombra de aquello que se desea observar. Esta configuración ha sido ampliamente utilizada para el estudio del comportamiento del chorro [18-21].

Para utilizar este tipo de técnica, es necesario disponer de una fuente de iluminación 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 interior del orificio de la tobera transparente) se encuentren perfectamente alineados, a fin de que la zona que se desea visualizar se vea representada en verdadera magnitud sobre el sensor de la cámara. En caso contrario, la imagen formada sobre el sensor de la cámara aparecería deformada como consecuencia de la desalineación existente entre los distintos elementos.

Además, se utilizarán una lente biconvexa y una lente Fresnel. La primera servirá para incrementar la relación de aumento de la misma (es decir, ampliar la capacidad de acercamiento al objeto que se visualiza), permitiendo el estu-

dio del flujo interno y el chorro con una alta resolución espacial. La segunda lente permitirá llevar todos los haces de luz provenientes del led y los concentrará en la zona de interés. Estos elementos deben también estar alineados de forma que la luz atraviese todos los elementos de la forma más centrada y alineada posible hasta llegar a la cámara. Para garantizar la correcta alineación de los distintos elementos, los elementos se encuentran acoplados a un sistema de coordenadas con tres grados de libertad 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.

### **Led de corta duración**

Como sistema de iluminación se utilizará un led de luz blanca. Esta fuente emite luz de alta intensidad y concentración con una duración muy baja (a partir de 80 ns). Al ser un led de luz blanca, abarca todo el espectro de longitud de onda lo cual evita que se presenten problemas relacionados a la absorción de ciertas longitudes de onda por parte del combustible o a generar problemas como Speckel [12].

La principal ventaja de este tipo de led para su utilización en los ensayos de visualización del flujo radica en la baja duración del pulso que emite con el fin de congelar por completo la imagen y evitar la distorsión de la misma. Un ejemplo de la diferencia de la calidad de la imagen entre utilizar el led de corta duración o un *flash* de Xenon tradicional se muestra en la Figura 3.43.

### **Lente Fresnel**

Uno de los elementos importantes del sistema óptico es la lente Fresnel. Su misión principal es tomar toda la luz proveniente del led y concentrarla en la zona de interés de forma que el orificio y los primeros milímetros en la zona de descarga queden iluminados con la mayor intensidad y lo más homogéneo posible. La lente Fresnel utilizada para estos tiene una distancia focal de 2.8" y tiene una dimensión de 2.5" por cada lado.

### **Lente biconvexa**

Con el fin de obtener imágenes con un alto grado de aproximación, el enfoque se realiza utilizando una lente biconvexa. Las características de la misma se muestran en la Tabla 3.3.

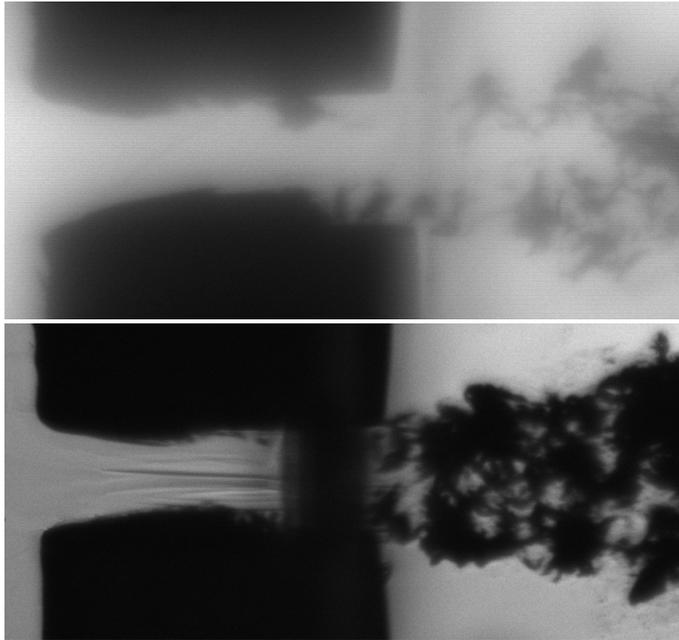


Figura 3.43: Configuraciones de Iluminación. Superior- Flash de Xenon (tiempo de exposición: 500 ns) Inferior- Led y Fresnel (tiempo de exposición: 300 ns).

<b>Distancia focal</b>	100 mm
<b>Diámetro</b>	50 mm
<b>Material</b>	BK7
<b>Índice de refracción</b>	1.52

Tabla 3.3: Características de la lente biconvexa.

### Cámara

Para la adquisición de las imágenes se utiliza una cámara *Sensicam*, de la marca *PCO Imaging* [22]. El sensor de la cámara es de tipo CCD (Charge-Coupled Device) con un tamaño de pixel de  $6.45 \times 6.45 \mu\text{m}$  y un área de escaneo de  $1376 \times 1040$  pixeles, lo que permite obtener relaciones pixel/mm bastante altas (de hasta 500 pixel/mm) con ayuda de la lente biconvexa. Mediante esta cámara es posible obtener imágenes de 12 bits en niveles de grises y, además, puede ser sincronizada externamente mediante señales TTL. El tiempo mínimo de exposición de la cámara es de 500ns.

Para llevar a cabo los ensayos de visualización con una alta resolución espacial será necesario fijar las distancias entre los distintos elementos (orificio, 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 ecuación 3.3.

$$\frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2} = \frac{1}{f} \quad (3.3)$$

Siendo  $S_1$  la distancia entre el orificio y la lente y  $S_2$  la distancia entre la lente y el sensor de la cámara (ver Figura 3.44).

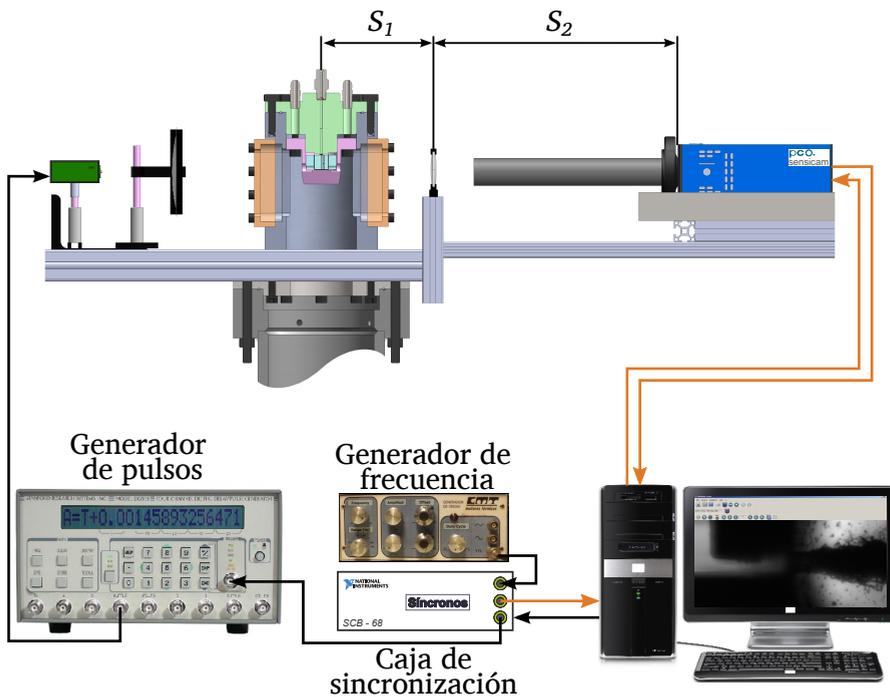


Figura 3.44: Esquema del sistema de sincronización.

El cálculo de estas dos distancias resulta trivial cuando se tiene únicamente aire como medio entre la cámara y el objeto a visualizar. Sin embargo, puesto que entre la tobera y la lente biconvexa hay elementos con un índice de refracción diferente al del aire, la aplicación de la ecuación debe ser ajustada corrigiendo el camino óptico de la distancia existente entre el plano de enfoque y la lente al pasar por diferentes medios.

Por ello, la distancia  $S_1$  debe ser corregida en función de la anchura de la ventana de metacrilato de la maqueta (30 mm de espesor) y el fluido en el interior de la maqueta teniendo en cuenta sus respectivos índices de refracción. Como resultado de este cálculo se obtienen las distancias mostradas en la Tabla 3.4 para las dos configuraciones utilizadas a lo largo del estudio: inyectando en gasoil e inyectando en aire.

Fluido	Resolución [ mm ]	$S_1$ [ mm ]	$S_2$ [ mm ]
Gasoil	$2.3 \times 3.0$	162	403
Aire	$2.3 \times 3.0$	144	403

Tabla 3.4: Distancias correspondientes a las configuraciones ópticas utilizadas.

### 3.5.2. Visualización del flujo interno y a la salida de la tobera

A lo largo del trabajo recogido en esta Tesis, la maqueta trabajará bajo dos configuraciones. En la primera de ellas el fluido que rellenará la maqueta de inyección será combustible líquido y en la segunda se utilizará como fluido de descarga aire. A continuación se explicará la finalidad de cada configuración y la metodología empleada en cada caso.

#### Combustible como fluido de descarga

Esta configuración consiste en inyectar combustible en combustible llenando la maqueta con el mismo combustible inyectado. Usando la visualización por iluminación trasera difusa, esta configuración permitirá discernir entre las fases líquida y vapor del propio combustible, debido a la diferencia en el índice de refracción de ambas.

Con el fin de purgar la maqueta, la tapa superior tiene dos salidas por donde saldrá el aire que queda en la maqueta. Por otro lado, el gasoil entra a la maqueta a través de la tobera de inyección y la presión de descarga será controlada gracias a una válvula de aguja en la parte inferior de la maqueta. Una vez que la presión está estable, el combustible evacuado de la maqueta puede ser dirigido al retorno o a una balanza para medir el gasto másico que pasa a través de la tobera transparente, inyectando siempre en condiciones estacionarias (flujo continuo). Un esquema de la instalación se muestra en la Figura 3.45.

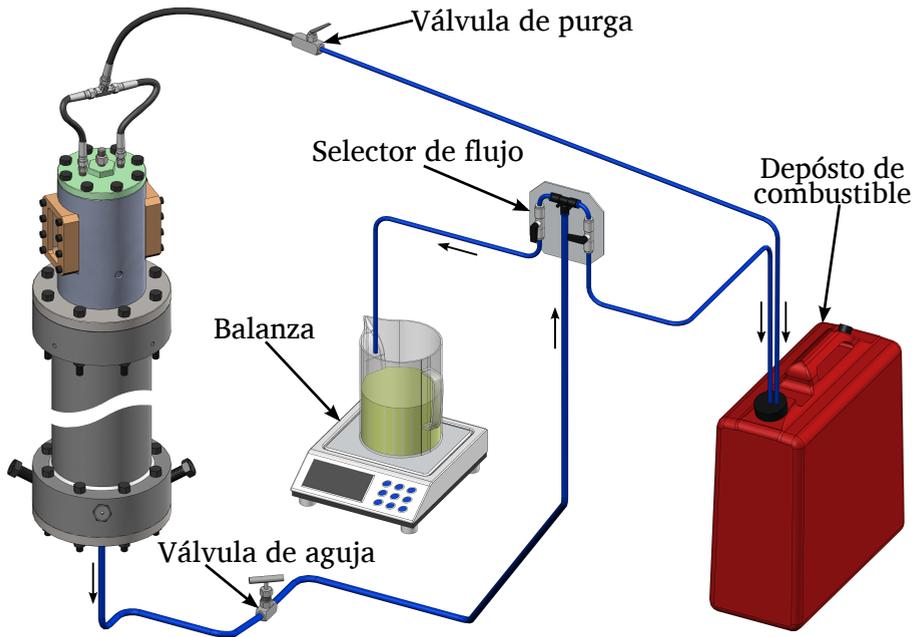


Figura 3.45: Esquema de la instalación utilizando combustible líquido como fluido de descarga.

### Aire como fluido de descarga

En la segunda configuración se utilizará como fluido de descarga aire lo que permitirá simular las condiciones de densidad presentes en una cámara de combustión real. En este caso, las salidas de la tapa (que servían para realizar la purga en la anterior configuración) permitirán la entrada de aire a la maqueta, proveniente de un conjunto de compresores. Adicionalmente, la forma de la Tapa y la Base del conjunto de visualización están diseñados de tal forma que el gas que entra a la maqueta sea distribuido principalmente en torno a las paredes de la misma (ver Figura 3.46). Así se evita que las ventanas se ensucien con la propia turbulencia del chorro y se minimiza el posible efecto del flujo del aire sobre el comportamiento del chorro.

Además, para esta configuración se ha diseñado un ciclón que permite separar el gasoil líquido de la parte gaseosa (aire y combustible en fase gaseosa). El funcionamiento del ciclón es el siguiente: dirige el fluido proveniente de la maqueta de forma tangencial en el interior del cilindro del ciclón dejando que la parte líquida caiga por las paredes hacia la parte inferior y el gas salga por la parte superior del ciclón.

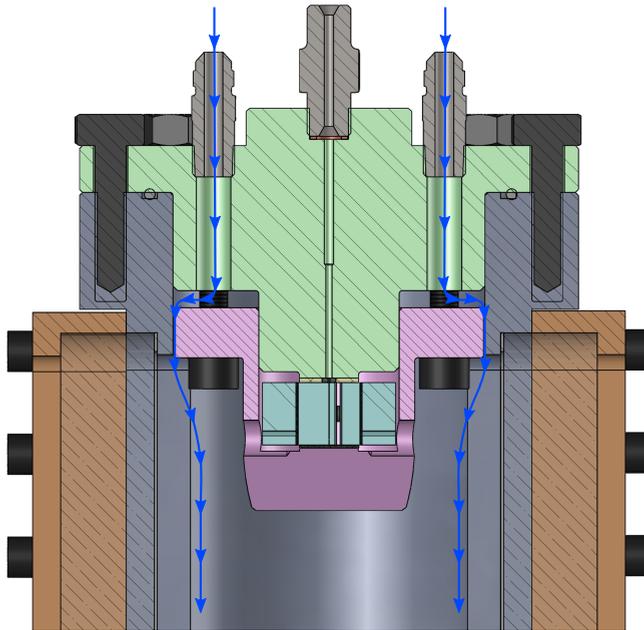


Figura 3.46: Flujo de aire a través del sistema de visualización.

La importancia de haber diseñado el ciclón radica en que se debe asegurar que el combustible que entra al depósito no contenga burbujas ya que este será recirculado a la maqueta pasando por el sistema de inyección common-rail. Si el depósito de combustible contiene burbujas es posible que algunas de estas pasen a la maqueta, lo cual afectaría las medidas. Así con el ciclón asegura que únicamente el combustible líquido es dirigido al depósito mientras que la parte gaseosa sale del sistema pasando por unos filtros de adsorción antes de ser evacuados al ambiente. El esquema completo de esta configuración se muestra en la Figura 3.47.

La regulación de la presión de descarga, al igual que en la configuración anterior (inyectando en combustible), se hará con la válvula de aguja ubicada en la parte inferior de la maqueta.

Adicionalmente, para suministrar el combustible en las dos configuraciones expuestas anteriormente, se ha diseñado y construido un nuevo sistema de alimentación de combustible ("carrito de inyección") compuesto por un sistema common-rail, un intercambiador de calor, un motor eléctrico y un cuadro eléctrico; todo esto montado en una estructura móvil versátil y compacta conformando así el denominado *carrito de inyección*.

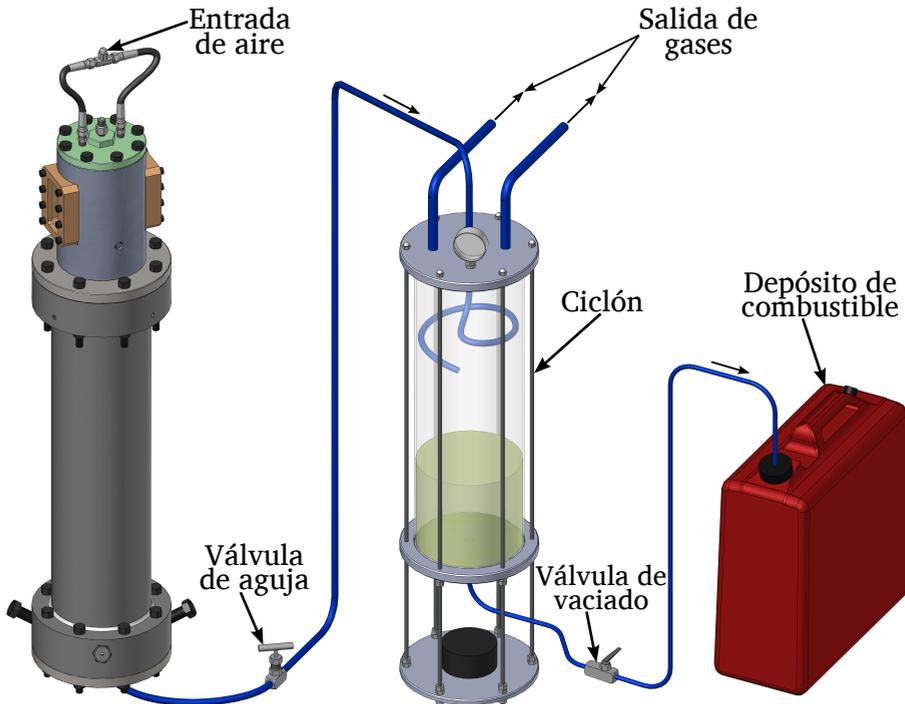


Figura 3.47: Esquema de la instalación utilizando aire presurizado como fluido de descarga.

El diseño de este carrito se justifica debido a las condiciones de inyección en flujo continuo en los ensayos llevados a cabo en la presente Tesis, siendo necesario tener un sistema de inyección capaz de suministrar gran caudal de combustible y así generar altas presiones de inyección. Para ello se han utilizado dos bombas de inyección, empleadas cada una en motores de alto cilindraje (6 l aproximadamente), conectadas en paralelo y un raíl acumulador de gran capacidad. En la Figura 3.48 se muestra una imagen del carrito de inyección.

Finalmente, se usan dos sensores de presión, el primero ubicado en la línea de alta presión para controlar la presión del fluido a la entrada de la maqueta y el segundo ubicado en la maqueta para controlar la presión en el interior de la misma acompañado de un termopar para tomar la temperatura del fluido de descarga.

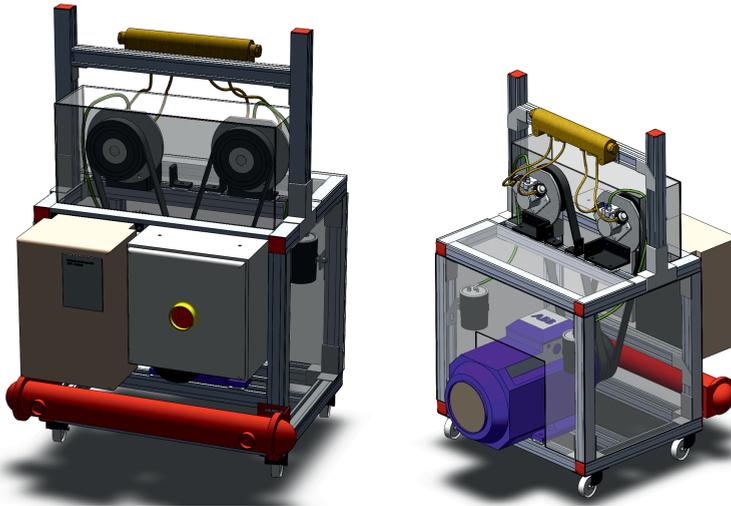


Figura 3.48: Carrito de inyección.

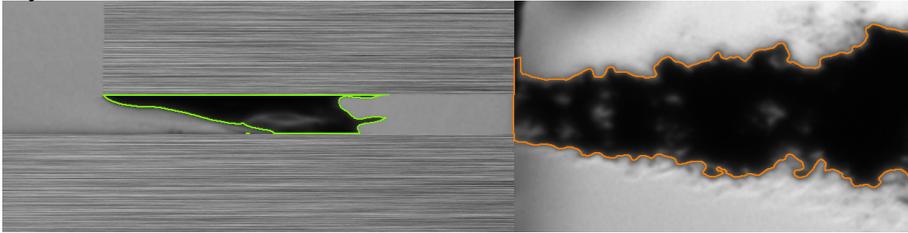
### 3.5.3. Procesado de las imágenes

A lo largo de este trabajo se analizará el comportamiento del flujo interno y del chorro Diesel en los primeros milímetros a la salida de la tobera. Con este fin se utilizará una configuración óptica con un alto grado de magnificación (ventana de 3mm), de forma que pueda estudiar tanto la formación y desarrollo de la cavitación en el interior del orificio como parámetros del chorro justo a la salida de la tobera.

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 R2011b* basado en el método de Otsu [23]. 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. En el anexo 3.B se encuentra de forma detallada la metodología utilizada para determinar el contorno de las imágenes. Un ejemplo de los contornos detectados de una imagen inyectando en combustible y de una imagen inyectando en aire se muestra en la Figura 3.49.

A partir de éstos contornos, es posible definir diferentes parámetros que permiten caracterizar el flujo en el interior del orificio y el comportamiento

### Inyectando en combustible



### Inyectando en aire

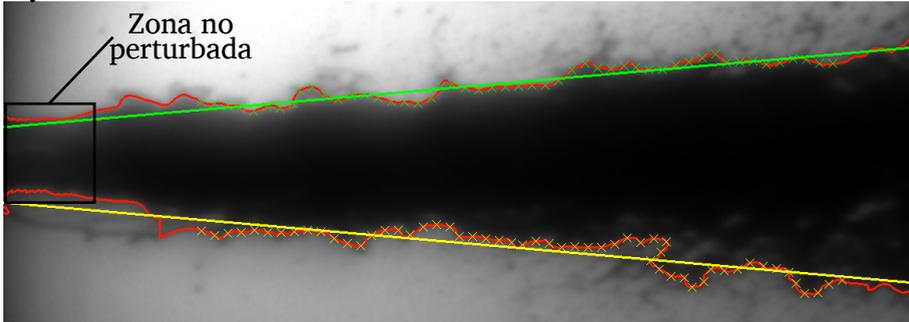


Figura 3.49: Ejemplo de los contornos obtenidos a partir del procesado de las imágenes.

del chorro. En el caso de flujo interno se definen los siguientes parámetros relacionados con la evolución de la cavitación como son:

- Ancho ocupado por la cavitación. Consiste en conocer hasta donde se extiende la cavitación de forma transversal al orificio. Se determina a partir del máximo punto a donde llega la zona de vapor para cada una de las condiciones de medida.
- Longitud desarrollada. Representa la posición axial ó la evolución de la cavitación en términos de longitud desde la entrada del orificio. Permite definir como evoluciona la cavitación en el orificio y determinar el momento en que la cavitación llega hasta la salida del orificio (super-cavitación).
- Cavitación incipiente. Es obtenido a través del procesado una vez se detecta por primera vez un contorno en el interior del orificio al variar las condiciones de presión aguas abajo. Este parámetro puede ser obtenido de manera directa al observar las imágenes.

Adicionalmente, en el caso de los primeros milímetros del chorro se definen los siguientes parámetros:

- Micro-ángulo de chorro. Marca la apertura del chorro en los primeros milímetros a determinadas condiciones de ensayo y geometrías de orificio. Para definir este ángulo se recurre a 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 a partir de qué distancia axial 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 Figura 3.49, el chorro presenta una primera zona en la que se muestra inalterado, con una anchura prácticamente constante e igual al ancho (en toberas planas) ó diámetro (en toberas cilíndricas) de salida de la tobera.

### 3.6. Medida del gasto másico en flujo continuo

Para determinar el gasto másico en flujo continuo se utiliza la configuración usada en la sección 3.5.2 donde se usa como fluido de descarga el mismo combustible inyectado. Es importante remarcar que las medidas de visualización y de gasto másico usando esta configuración se realizan de forma simultánea.

#### 3.6.1. Principio físico de la medida

Cuando la maqueta se encuentra completamente llena de combustible y debidamente purgada del posible aire en el interior, el principio de medida consiste en dirigir el gasto másico que sale de la parte inferior de la maqueta hacia una balanza gravimétrica. Como se mostró previamente en la Figura 3.45, se cuenta con un selector de flujo que permite dirigir el flujo ya sea hacia el depósito de combustible o hacia una balanza gravimétrica. Adicionalmente, en este esquema también se mostró la implementación de una válvula de aguja que permite regular la presión de descarga en la maqueta.

Debido a que toda la maqueta se encuentra completamente llena de combustible y se inyecta combustible en la misma en condiciones estacionarias, *el gasto másico de combustible que sale por la tobera es el mismo gasto másico de combustible que sale de la maqueta*. Así, una vez se tiene el gasto másico estabilizado para una determinada condición de operación, es posible determinar el gasto másico tomando una masa inicial ( $m_1$ ) y una masa final ( $m_2$ ) en un

determinado tiempo ( $\Delta t$ ) como se muestra en la ecuación 3.4. El lectura y registro de la masa inicial y la masa final se realiza a través del software de la balanza conectado al ordenador.

$$\dot{m}_f = \frac{m_2 - m_1}{\Delta t} \quad (3.4)$$

## 3.7. Geometrías utilizadas y plan de trabajo

El objetivo principal del estudio es profundizar en el conocimiento de la influencia que tienen las características del flujo interno en 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.

### 3.7.1. Pruebas preliminares

Para definir la metodología de trabajo, ha sido necesario llevar a cabo pruebas previas para conocer el comportamiento del sistema de visualización, previamente diseñado, en condiciones reales. De estas pruebas se pueden extraer los siguientes comentarios:

- La estanqueidad en el sistema en estas pruebas preliminares no fue la esperada debido a dos razones: la primera razón es que las pequeñas cavidades que quedan entre las láminas y las ventanas por la parte superior hace que existan fugas de combustible entre la junta superior y la tobera. La segunda razón es por las pequeñas variaciones en el espesor de las láminas lo cual hace que a pesar del ajuste no entre completamente en contacto toda la superficie de alguna cara de las láminas con las ventanas. Para solucionar esto, se ha procedido a la aplicación de silicona en estas zonas (junta superior y láminas), consiguiendo que sea estanco el sistema por la zona superior; sin embargo, en las láminas existe un límite que se encuentra entre los 17 y 20 MPa de presión de inyección donde la silicona en la zona del orificio no soporta la fuerza hidráulica del combustible y es arrastrada aguas abajo ocasionando fugas entre las láminas y las ventanas como se muestra en la Figura 3.50.

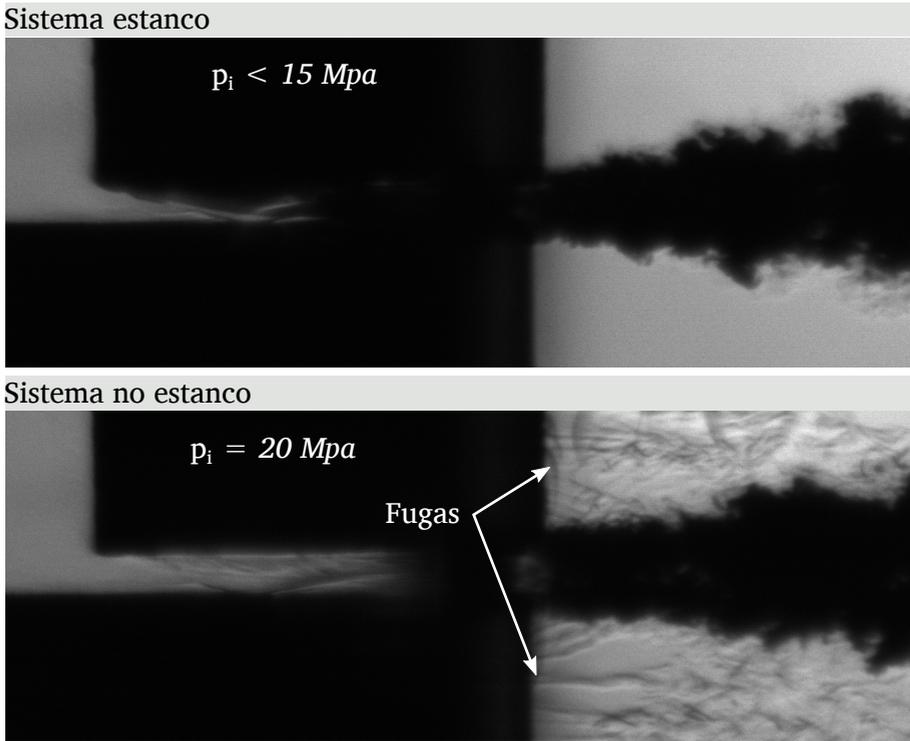
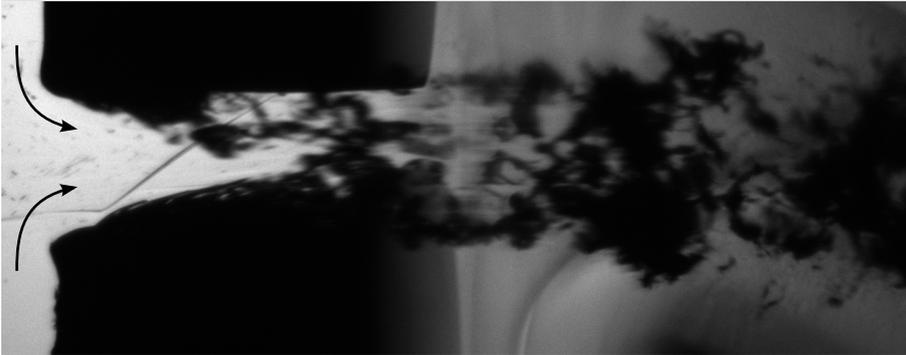


Figura 3.50: Fugas a través de las láminas.

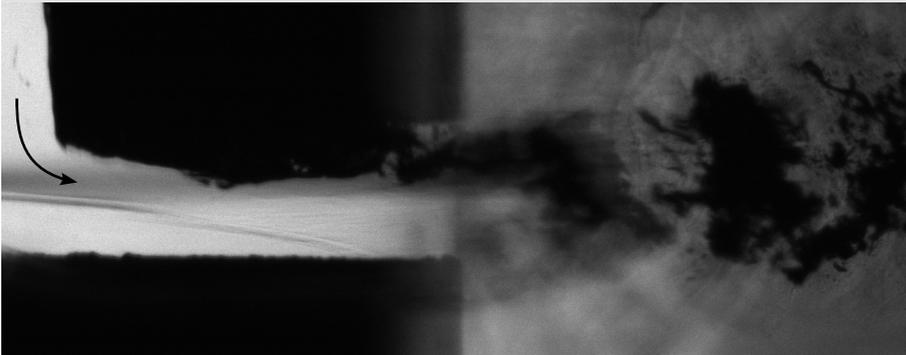
- Se han fabricado algunas toberas cilíndricas en cuarzo con el fin de observar la cavitación en una tobera geoméricamente más cercana a la real aunque con mayores dimensiones (en torno a las  $500 \mu\text{m}$  de diámetro). Estas toberas presentan una rotura inminente del material durante el montaje o durante el ensayo, lo cual era de esperarse debido a su baja resistencia a la flexión mostradas tanto en la sección 3.3.2 como en la sección 3.3.3.
- Aunque las ventanas de metacrilato a diferencia de las de cuarzo no presentan rotura, si se evidencia la presencia de microgrietas justo en la parte baja del orificio de visualización. Estas microgrietas aparecen durante el montaje y en algunas ocasiones se propagan con el incremento de la presión de inyección.
- Se han realizado algunas pruebas con toberas planas simétricas y se ha observado que en algunas condiciones la cavitación en un lado del orificio cubre o se une con la cavitación del otro lado de la pared (parte

superior Figura 3.51), lo cual dificulta observar el desarrollo de la cavitación como se tiene planeado. Además resulta difícil conseguir una perfecta simetría de las láminas durante el montaje de las mismas como consecuencia de pequeños desplazamientos (en el orden de micras). Por todo lo mencionado anteriormente, se ha decidido simplificar aún más los modelos de toberas haciéndolos asimétricos.

Tobera simétrica



Tobera asimétrica



*Figura 3.51: Tobera simétrica y asimétrica.*

- Se ha observado que a presiones de inyección por encima de 12 MPa la cavitación ya se ha desarrollado por completo en el interior del orificio y no se observa cambio alguno. Por otro lado la visualización en aire a partir de esta presión se dificulta por la formación de zonas turbulentas entre el chorro y la Base.

### Estudio del radio de acuerdo en CFD

Adicionalmente se llevaron a cabo unos estudios en OpenFOAM (Open Field Operation and Manipulation) [24], un código abierto y de libre distribución, y que por lo tanto puede obtenerse gratuitamente y ser modificado por el usuario para adaptarse mejor a las particularidades del problema a estudiar, ya que es posible acceder al código fuente. El modelo utilizado ha sido implementado y validado en el trabajo de Martínez [25], donde se da a conocer que el modelo esta basado en el modelo de Schmidt [26] y posteriormente se muestra la validación de este con los resultados obtenidos por Winklofer et al. [27].

El modelo se usa con el fin de determinar en que valor de radio de acuerdo, para unas determinadas condiciones de presión aguas arriba y aguas abajo del orificio, la tobera prácticamente deja de cavitarse. Se ha usado para la simulación una tobera plana con sección cuadrada a la salida con  $W_o = t = 200 \mu\text{m}$  y una longitud de orificio de 1.2 mm. Las condiciones de presión aguas arriba y aguas abajo son  $p_i = 10 \text{ MPa}$  y  $p_b = 0 \text{ MPa}$  (Figura 3.52).

Así, en la Figura 3.52 se observa la tendencia a disminuir la fase vapor (menos cavitación) conforme aumenta el radio de acuerdo,  $r_e$ . Se observa que con un radio de acuerdo superior a  $40 \mu\text{m}$  la tobera prácticamente deja de cavitarse. Así se diseña una tobera con radio de acuerdo nulo y una tobera con un radio de acuerdo superior a  $40 \mu\text{m}$  (no cavitante).

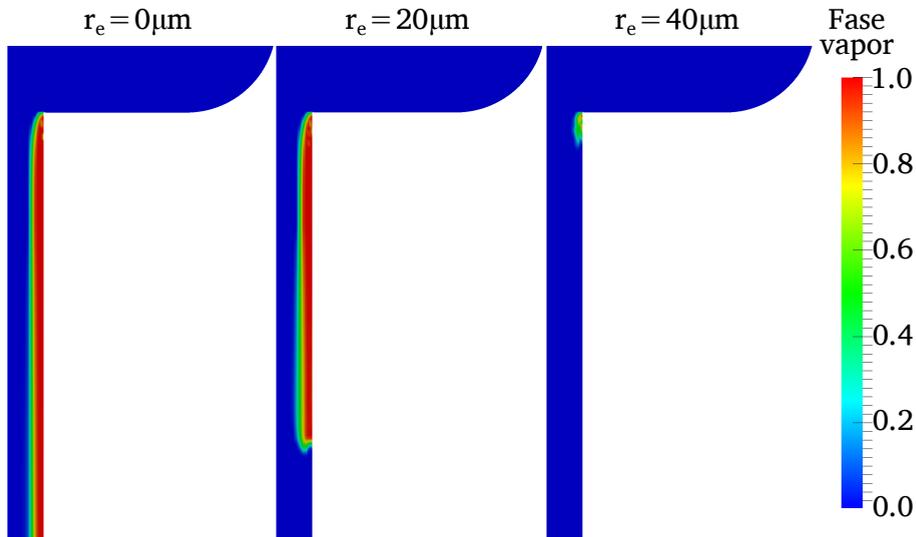


Figura 3.52: Promedio de la fase vapor obtenida mediante OpenFOAM.

### 3.7.2. Modelos definitivos y plan de ensayos

Por las razones mencionadas anteriormente, se ha decidido realizar un plan de ensayos trabajando con toberas planas asimétricas llegando a presiones de inyección que no superen los 12 MPa y adicionalmente trabajar con una tobera cilíndrica (fabricada en cuarzo), con el posible riesgo de rotura durante el montaje o ensayo.

Todas las toberas se han diseñado con un  $k$ -factor = 0 (sección 3.4) con el fin de tener toberas que caviten incluso a condiciones poco críticas, excepto para la tobera con  $r_e > 40\mu\text{m}$  diseñada para que no cavite. Los valores geométricos obtenidos una vez se ha hecho el montaje de cada tobera se encuentran resumidos en la Tabla 3.5 y en la Figura 3.53 se muestra un esquema de los orificios. En la parte final del documento se ha puesto nuevamente la Tabla 3.5 y la Figura 3.53 para tener un rápido acceso a la información geométrica de cada tobera.

Tobera	$W_o$ [ $\mu\text{m}$ ]	$t$ [ $\mu\text{m}$ ]	$D_o$ [ $\mu\text{m}$ ]	$r_e$ [ $\mu\text{m}$ ]	$D_h$ [ $\mu\text{m}$ ]	$L$ [mm]
T1	237	194	—	0	213	1.42
T2	249	194	—	177	218	1.43
T3	237	194	—	0	213	2.14
T4	116	194	—	0	145	1.43
T5	447	194	—	0	271	1.43
T6	834	194	—	0	315	1.43
T7	606	388	—	0	588	1.45
T8	—	—	510	0	510	1.13

Tabla 3.5: Parámetros geométricos de las toberas transparentes utilizadas.  $k$ -factor = 0

Dentro de los modelos mostrados en la Tabla 3.5 se cuenta con una tobera cilíndrica (T8) y una variedad de toberas planas de diferentes geometrías, las cuales se instalarán una a una en el sistema de visualización conforme al procedimiento de montaje mostrado en la sección 3.3.4.

Así el propósito de este grupo de toberas es tener toberas semejantes donde varíe solamente el radio de acuerdo a la entrada (toberas T1 y T2), toberas semejantes donde solo varía la longitud del orificio (toberas T1 y T3) y toberas semejantes donde se mantiene  $L$  y  $r_e$  y varía únicamente  $W_o$  (toberas T1, T4, T5 y T6). La tobera T7 se realizó con el fin de obtener una sección de salida comparable con la tobera cilíndrica T8.

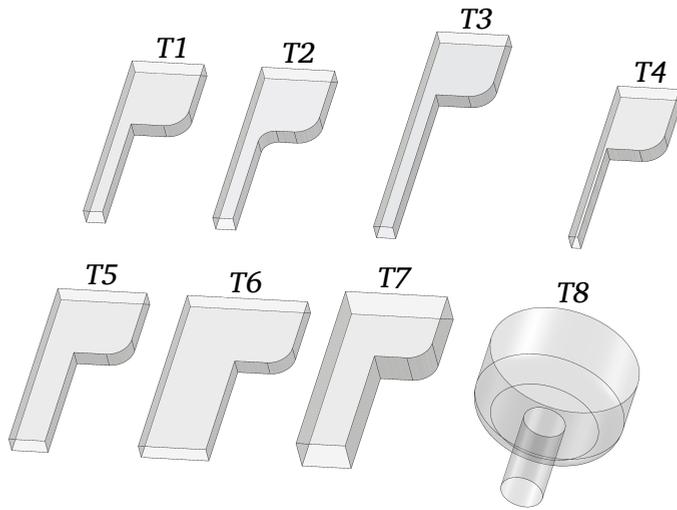


Figura 3.53: Esquema de los orificios para cada una de las toberas de estudio.

Los parámetros geométricos de las toberas de la Tabla 3.5 se han determinado a través del micrómetro y usando el programa AutoCAD en las imágenes adquiridas con el microscopio digital como se detalló en la sección 3.4. Además estas medidas pueden ser corroboradas usando la cámara CCD una vez se ha montado todo el sistema en la maqueta.

En cuanto al plan de ensayos se tiene que todas estas geometrías serán estudiadas en condiciones de flujo continuo a cuatro niveles de presión de inyección (3, 5, 7 y 12 MPa) y se plantea la siguiente metodología con cada tobera:

- Caracterización hidráulica de los orificios. Consiste en la medición del flujo másico proporcionado por las toberas en las cuatro presiones de inyección consideradas y distintas contrapresiones (desde 0.1 hasta 5 MPa). De esta forma y conociendo la geometría de cada tobera se podrá obtener el coeficiente de descarga y detectar las condiciones críticas de colapso del gasto másico, definidas como aquellas en las que el flujo másico se estabiliza sin importar las condiciones aguas abajo de la tobera. La medición del flujo másico de estos modelos de toberas transparentes se llevará a cabo utilizando la maqueta de visualización en su configuración con gasoil como fluido de descarga. De esta forma, el gasoil evacuado de la maqueta será llevado a una balanza que permitirá medir el flujo másico estacionario.

- Detección de la cavitación en el interior del orificio y las burbujas a la salida del orificio. De forma simultánea con las medidas de gasto másico y utilizando la técnica de visualización por iluminación trasera difusa, se podrán detectar las condiciones de presión en las que aparecen por primera vez en el interior del orificio (cavitación incipiente) y la aparición de burbujas aguas abajo de los orificios de salida de las toberas. Estas condiciones serán detectadas partiendo de condiciones cavitantes (es decir, baja presión de descarga), y luego incrementar la presión de descarga con el fin de encontrar el valor donde desaparecen las burbujas a la salida del orificio y el valor donde la cavitación en el interior del orificio desaparece. Para cada una de las condiciones se tomarán 50 repeticiones de imágenes.
- Visualización en aire. En estos ensayos se realiza la visualización del chorro Diesel no evaporativo con una ventana de visualización de aproximadamente 3.0 mm. Así, se busca comparar el comportamiento del chorro entre condiciones cavitantes y no cavitantes con las diferentes geometrías. Al igual que la visualización en combustible se tomarán 50 imágenes por cada condición de medida.

Las características del flujo a través de cada tobera serán descritas a través de diversos coeficientes adimensionales ( $C_d$ ,  $K$ ,  $Oh$ ,  $Re$ , etc.), y estarán relacionados con los parámetros del flujo interno y el chorro obtenidos a partir del procesado de las imágenes obtenidas (ver apartado 3.5.3).

### **3.A. Anexo: Procedimiento de cálculo para el estudio de cargas**

Con el fin de conocer las cargas que son requeridas para tener un sistema estanco, se lleva a cabo un análisis de cargas enfocado en garantizar la estanqueidad en la junta superior y entre las ventanas y las láminas conforme a la norma UNE-EN 1591 [3].

#### **3.A.1. Estanqueidad en la junta superior**

En primer lugar, para conocer las fuerzas que actúan en cada elemento, se realiza un diagrama de cuerpo libre de cada uno de éstos elementos con las fuerzas que actúan en todas las condiciones de carga como se muestra en la Figura 3.54.

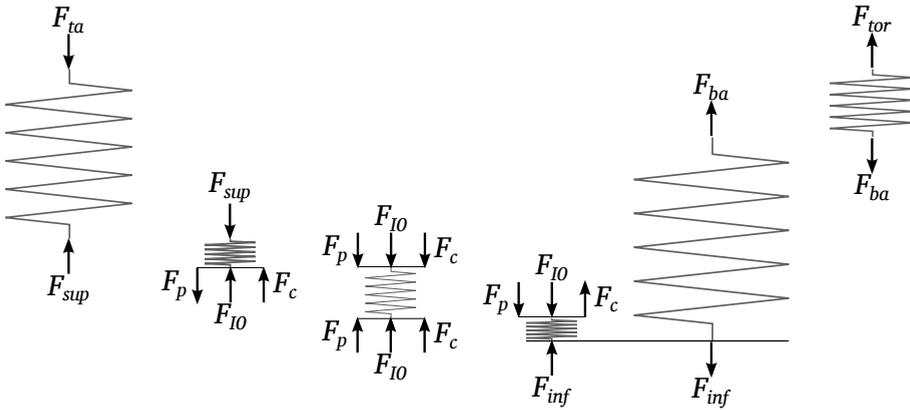


Figura 3.54: Fuerzas que actúan en cada elemento.

Del diagrama de cuerpo libre mostrado en la Figura 3.54 se extraen las igualdades mostradas de la ecuación 3.5 a la ecuación 3.10.

$$F_{sup} = F_{I0} - F_p + F_c \quad (3.5)$$

$$F_{ta} = F_{sup} \quad (3.6)$$

$$F_{tob} = F_{I0} + F_p + F_c \quad (3.7)$$

$$F_{inf} = F_{I0} + F_p - F_c \quad (3.8)$$

$$F_{ba} = F_{inf} \quad (3.9)$$

$$F_{tor} = F_{ba} \quad (3.10)$$

donde  $F_p$  y  $F_c$  son las fuerzas debidas a la presión de inyección y a la contrapresión respectivamente.

Para determinar la fuerza mínima que debe ser aplicada en la junta superior para que el sistema se mantenga estanco, se tienen en cuenta los valores de  $Q_{min}$  (compresión mínima necesaria en la junta de estanqueidad) y  $Q_I/p$  (compresión media efectiva que se requiere en la junta en la condición de carga

I) dados en la norma UNE-EN 1591. Para el aluminio se tienen los siguientes valores:

$$Q_{min} = 50 \text{ MPa}$$

$$\frac{Q_I}{p} = 1.3$$

A partir de estos valores y conociendo el área efectiva donde actúa la fuerza en la junta superior se obtiene la fuerza mínima requerida en la junta. Puesto que toda la superficie de la junta superior entra en contacto tanto con la tapa como con la tobera, el área efectiva ( $A_{e.sup}$ ) es igual al área teórica ( $A_{t.sup}$ ) determinada en la ecuación 3.11 a partir del diámetro interior  $d_{1.sup}$  y exterior de la junta  $d_{2.sup}$ .

$$d_{1.sup} = 5 \text{ mm}$$

$$d_{2.sup} = 19 \text{ mm}$$

$$b_{t.sup} = \frac{d_{1.sup} - d_{2.sup}}{2} = 7 \text{ mm}$$

$$d_{t.sup} = \frac{d_{1.sup} + d_{2.sup}}{2} = 12 \text{ mm}$$

$$A_{t.sup} = A_{e.sup} = \pi \cdot b_{t.sup} \cdot d_{t.sup} = 263.89 \text{ mm}^2 \quad (3.11)$$

Para garantizar la estanqueidad en la junta superior se evalúan las fuerzas mínimas en las condiciones *I0* e *I1*. No se evalúa en la condición *I2* puesto que cuando el sistema esta sometido a contrapresión la carga en la junta superior aumenta y por tanto será más estanco que la condición de montaje *I0*.

$$p_i = 50 \text{ MPa}$$

$$F_{I0.min.sup} = Q_{min} \cdot A_{e.sup} = 13194.69 \text{ N}$$

$$F_{I1.min.sup} = \frac{Q_I}{p} \cdot p_i \cdot A_{e.sup} = 17153.10 \text{ N}$$

De estos valores se toma el mayor valor entre  $F_{I0.min.sup}$  y  $F_{I1.min.sup}$  para garantizar que la fuerza en la junta de estanqueidad es lo suficiente para todas las condiciones de carga. Con este valor máximo y con la fuerza debida

a la presión (ecuación 3.12) se determina la fuerza mínima requerida en los tornillos de acuerdo a la ecuación 3.13.

En este punto es importante presentar y conocer las funciones de la junta tórica alojada en el interior de la junta superior. Esta tórica tienen como función primordial hacer que su área interna una vez deformada se acerque lo más posible a la sección de entrada de la tobera, lo cual conllevará a que la sección donde actúa la presión de inyección, en las ventanas de metacrilato, sea lo más pequeña posible, reduciendo así los esfuerzos en la tobera. Es importante aclarar que aunque la junta tórica ayuda a mejorar la estanqueidad del sistema, no es esta su función principal. Dicha junta tórica está fabricada en acrilnitrilo-butadieno con una dureza de 90 Sh <sup>1</sup>.

La presión de diseño del sistema es de 50 MPa y la pequeña sección donde actúa esta presión en la parte superior de la tobera ( $A_{p.tob}$ ) se determina haciendo la diferencia entre el área interior de la tórica deformada y el área del canal de alimentación del orificio obteniendo:

$$A_{p.tob} = 0.81 \text{ mm}^2$$

$$F_p = p_i \cdot A_{p.tob} = 40.50 \text{ N} \quad (3.12)$$

$$F_{IO.req} \geq F_{I1.min.sup} + F_p = 17193.60 \text{ N} \quad (3.13)$$

Así, la fuerza mínima aplicada al conjunto de tornillos debe ser mayor o igual a la fuerza requerida en el montaje (ecuación 3.14).

$$F_{min.tor} \geq F_{IO.req} \geq 17193.60 \text{ N} \quad (3.14)$$

Para determinar la fuerza realmente alcanzada en los tornillos hay que tener en cuenta la dispersión del método de apriete. Según la norma UNE-EN 1591, cuando se realiza la medición del par torsor, los valores de dispersión están dados por las ecuaciones 3.15 y 3.16 tomando un valor de  $\mu_{tor} = 2$  para condiciones normales medias.

$$\varepsilon_{1-} = 0.1\mu_{tor} + 0.5\mu_{tor} = 0.12 \quad (3.15)$$

---

<sup>1</sup>Para caracterizar las gomas dos escalas de dureza son usadas a nivel mundial, la escala Shore y la escala IRHD

$$\varepsilon_{1+} = 0.1\mu_{tor} + 0.5\mu_{tor} = 0.12 \quad (3.16)$$

Los anteriores valores son dados para un único perno; para calcular la dispersión resultante para el conjunto de tornillos se usan las ecuaciones 3.17 y 3.18.

$$\varepsilon_- = \varepsilon_{1-} \cdot \frac{(1 + \frac{3}{\sqrt{n_{tor}}})}{4} \quad (3.17)$$

$$\varepsilon_+ = \varepsilon_{1+} \cdot \frac{(1 + \frac{3}{\sqrt{n_{tor}}})}{4} \quad (3.18)$$

donde  $n_{tor}$  es el número de tornillos llegando a 8 tornillos en el diseño final. De esta forma se obtienen los siguientes valores de dispersión.

$$\varepsilon_- = 0.06$$

$$\varepsilon_+ = 0.06$$

Conociendo la dispersión del método de apriete es posible determinar las fuerzas media y máxima aplicadas al conjunto de tornillos de acuerdo a las ecuaciones 3.19 y 3.20.

$$F_{av.tor} = \frac{F_{min.tor}}{(1 - \varepsilon_-)} = 18326.54 \text{ N} \quad (3.19)$$

$$F_{max.tor} = F_{av.tor}(1 + \varepsilon_+) = 19459.48 \text{ N} \quad (3.20)$$

Teniendo ya calculadas las fuerzas  $F_{av.tor}$  y  $F_{max.tor}$  es posible obtener el respectivo par de apriete medio y máximo en cada tornillo. Para ello es necesario conocer el diámetro de los tornillos ( $d_{0.tor}$ ), el paso de la rosca ( $p_{t.tor}$ ) y el factor  $k_{tor}$  dado por la ecuación 3.21 como se muestra a continuación:

$$d_{0.tor} = 10 \text{ mm}$$

$$p_{t.tor} = 1.5 \text{ mm}$$

$$k_{tor} = 0.16p_t + 1.17\mu_{tor}d_{0,tor} = 2.58 \text{ mm} \quad (3.21)$$

El par de apriete medio y máximo esta dado por las ecuaciones 3.22 y 3.23. El valor obtenido de par nominal  $M_{t,nom.tor}$  es el que se aplicará a cada uno de los tornillos en el momento de montaje de tal forma que el sistema cumpla con las condiciones de carga posteriores.

$$M_{t,nom.tor} = \frac{k_{tor}F_{av.tor}}{n_{tor}} = 5.91 \text{ N m} \quad (3.22)$$

$$M_{t,max.tor} = \frac{k_{tor}F_{max.tor}}{n_{tor}} = 6.28 \text{ N m} \quad (3.23)$$

En la Figura 3.10 se muestra el comportamiento de la fuerza promedio del conjunto de tornillos ( $F_{av.tor}$ ) y el par nominal ( $M_{t,nom.tor}$ ) que debe ser aplicado a cada tornillo en función de la presión de inyección ( $p_i$ ).

A continuación se calculan las fuerzas interiores máximas en cada uno de los elementos para las tres condiciones establecidas (*I1*, *I2* e *I3*) aplicando las ecuaciones 3.5 a 3.10 (ver Figura 3.54).

- Condición de montaje *I0*:

En esta condición la fuerza de apriete dada en los tornillos de ajuste se transmite por todos los elementos por igual.

$$F_{I0,tor} = F_{max,tor} = 19459.48 \text{ N}$$

$$F_{I0,ta} = F_{I0,sup} = F_{I0,tob} = F_{I0,inf} = F_{I0,ba} = F_{I0,tor} = 19459.48 \text{ N}$$

- Condición *I1*:  $p_i = 50 \text{ MPa}$ ,  $p_b = 0 \text{ MPa}$

$$F_{I1,sup} = F_{max,tor} - F_p = 19418.98 \text{ N}$$

$$F_{I1,ta} = F_{sup} = 19418.98 \text{ N}$$

$$F_{I1,tob} = F_{max,tor} + F_p = 19499.98 \text{ N}$$

$$F_{I1,tob} = F_{I1,inf} = F_{I1,ba} = F_{I1,tor} = 19499.98 \text{ N}$$

- Condición *I2*:  $p_i = 50 \text{ MPa}$ ,  $p_b = 6 \text{ MPa}$

En esta condición se tiene en cuenta la fuerza que actúa en la parte inferior de la tobera debido a la contrapresión en la maqueta.

$$A_{c,tob} = 40 \text{ mm}^2$$

$$F_c = p_b \cdot A_{c.tob} = 240 \text{ N}$$

$$F_{I2.sup} = F_{max.tor} - F_p + F_c = 19658.98 \text{ N}$$

$$F_{I2.ta} = F_{sup} = 19658.98 \text{ N}$$

$$F_{I2.tob} = F_{max.tor} + F_p + F_c = 19739.98 \text{ N}$$

$$F_{I2.inf} = F_{max.tor} + F_p - F_c = 19259.98 \text{ N}$$

$$F_{I2.inf} = F_{I2.ba} = F_{I2.tor} = 19259.98 \text{ N}$$

Teniendo en cuenta las cargas generadas en cada condición se comprueba la admisibilidad de carga de la junta superior e inferior de acuerdo a las ecuaciones 3.24 y 3.25, teniendo en cuenta la compresión máxima admisible ( $Q_{max}$ ) de cada junta.

$$Q_{max.sup} = 100 \text{ MPa}$$

$$Q_{max.inf} = 100 \text{ MPa}$$

$$A_{e.inf} = 245.60 \text{ mm}^2$$

$$\Phi_{sup} = \frac{\max(F_{I0.sup}, F_{I1.sup}, F_{I2.sup})}{A_{e.sup} Q_{max.sup}} = 0.74 \quad (3.24)$$

$$\Phi_{inf} = \frac{\max(F_{I0.inf}, F_{I1.inf}, F_{I2.inf})}{A_{e.inf} Q_{max.inf}} = 0.79 \quad (3.25)$$

Puesto que las relaciones de carga ( $\Phi_{sup}$  y  $\Phi_{inf}$ ) son inferiores a la unidad se puede afirmar que estas juntas están dentro de los límites de seguridad para todas las condiciones de carga. De esta manera se finaliza el cálculo analítico de cargas y la admisibilidad de las juntas que soportan la tobera.

### 3.A.2. Estanqueidad entre las láminas y las ventanas

Siguiendo un procedimiento similar al anterior, se puede calcular la fuerza requerida en los tornillos del portatoberas con el fin que el combustible no se filtre entre las láminas y las ventanas. Las ecuaciones aplicadas son las mismas utilizadas anteriormente, de modo que a continuación solo se muestran los datos de entrada y los valores obtenidos.

$$p_i = 50 \text{ MPa}$$

$$A_{e.lam} = 186.3 \text{ mm}^2$$

$$Q_{min.lam} = 15 \text{ MPa}$$

$$\frac{Q_I}{P_{lam}} = 1.3$$

Fuerzas mínimas en las condiciones *I0* e *I1*

$$F_{I0.min.lam} = 2794.5 \text{ N}$$

$$F_{I1.min.lam} = 12109.5 \text{ N}$$

Fuerza mínima requerida en los tornillos, donde el subíndice *torp* hace referencia a los tornillos del portatoberas.

$$F_{min.torp} = 12109.5 \text{ N}$$

$$\mu_{torp} = 0.13$$

$$\varepsilon_{1-} = \varepsilon_{1+} = 0.08$$

$$n_{torp} = 2$$

$$\varepsilon_- = \varepsilon_+ = 0.06$$

Fuerzas promedio y máximas en los tornillos.

$$F_{av.torp} = 12894.32 \text{ N}$$

$$F_{max.torp} = 13679.15 \text{ N}$$

$$d_{0.torp} = 5 \text{ mm}$$

$$p_{t.torp} = 0.8 \text{ mm}$$

$$k_{torp} = 5 \text{ mm}$$

$$n_{torp} = 2$$

Par de apriete aplicado a cada tornillo del portatoberas.

$$M_{t.min.torp} = 5.38 \text{ Nm}$$

$$M_{t,nom.torp} = 5.73 \text{ N m}$$

$$M_{t,max.torp} = 6.08 \text{ N m}$$

En la Figura 3.11 se muestra el comportamiento de la fuerza promedio realizada por los dos tornillos del portatobera ( $F_{av.tor}$ ) así como el par nominal ( $M_{t,nom.tor}$ ) que debe ser aplicado a cada tornillo en función de la presión de inyección ( $p_i$ ).

Adicionalmente, resulta interesante comprobar que no habrá deslizamiento de las láminas debido a las presiones en el interior. Para ello, se debe verificar que la fuerza de rozamiento es mayor a la fuerza interna (ecuación 3.26) aplicada en el área de perfil de la lámina ( $A_{perfil}$ ).

$$F_{rozamiento} > F_{interna} \quad (3.26)$$

El área de perfil y el coeficiente de fricción de la lámina de hojalata son:

$$A_{perfil} = 4 \text{ mm}^2$$

$$\mu_{lam} = 0.12$$

Se ha elegido 0.12 para el coeficiente de rozamiento entre el estaño y la ventana puesto que es un valor que se encuentra por debajo de los valores nominales de coeficiente de rozamiento estático y dinámico para diferentes combinaciones de materiales [28, 29], de tal forma que se está tomando un valor crítico para el deslizamiento. A partir de las ecuaciones 3.27 y 3.28 es posible calcular  $F_{rozamiento}$  y  $F_{interna}$ .

$$F_{interna} = p_i \cdot A_{perfil} = 200 \text{ N} \quad (3.27)$$

$$F_{rozamiento} = \mu_{lam} \cdot F_{min.torp} = 726.57 \text{ N} \quad (3.28)$$

Así queda comprobado que no existirá deslizamiento entre las láminas y las ventanas, puesto que la fuerza de rozamiento ( $F_{rozamiento}$ ) es más de tres veces mayor a la fuerza interna aplicada en la lámina ( $F_{interna}$ ).

### 3.B. Anexo: Metodología detallada para el procesado del contorno de las imágenes

Uno de los puntos importantes a la hora de trabajar con cualquier técnica de visualización radica en el procesado de las imágenes obtenidas. En términos generales, el procesado de imágenes resultantes de la visualización del flujo interno y del chorro Diesel se basa en la detección de un umbral de intensidad que permita discernir si un píxel determinado corresponde a la cavitación en el interior del orificio o al combustible que pasa a través del mismo en el caso de la visualización del flujo interno o en el caso en la visualización aguas abajo del orificio saber si un píxel hace parte del fluido de descarga (que forma el fondo de la imagen) o pertenece al chorro formado a la salida del orificio. Una vez que los contornos de la cavitación en el interior del orificio y del chorro han sido obtenidos será posible cuantificar distintos parámetros físicos que describan el comportamiento del flujo interno y del chorro en sus primeros milímetros.

A continuación se describirá a grandes rasgos el método utilizado para el procesado y análisis de las imágenes obtenidas. Además, se detallará la forma de cuantificar los distintos parámetros que caracterizan el comportamiento del flujo interno y del chorro trabajando con imágenes con una resolución de  $2.3 \times 3.0$  mm. Posteriormente en los capítulos 4 y 5 se mostrarán algunos particularidades propias del procesado del flujo interno y el chorro.

#### 3.B.1. Algoritmo para la detección del contorno

La Figura 3.49, incluida en el apartado 3.5.3 de la presente Tesis, muestra un ejemplo de una imagen del flujo interno inyectando en combustible (superior) y otra imagen del chorro usando aire como fluido de descarga (inferior) junto con los contornos obtenidos en cada una de estas. Para calcular el umbral que permite definir estos contornos se ha utilizado un algoritmo basado en el método de Otsu [23].

Este método se basa en seleccionar el valor óptimo del umbral maximizando el 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:

$$\sigma_B^2 = \frac{[\mu_T \omega(th) - \mu(th)]^2}{\omega(th)[1 - \omega(k)]} \quad (3.29)$$

donde  $\mu_T$  es el nivel de intensidad promedio en la imagen,  $th$  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), las cuales se calculan por medio de las siguientes expresiones:

$$\omega(k) = \sum_{i=1}^{th} \frac{n_i}{N} \quad (3.30)$$

$$\mu(k) = \sum_{i=1}^{th} i \frac{n_i}{N} \quad (3.31)$$

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

En el momento 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. Como valor de partida el algoritmo utiliza el punto medio entre estos dos máximos. Después, va modificando el umbral  $th$  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 3.49.

### 3.B.2. Parámetros obtenidos de la visualización inyectando en combustible

Como se ha introducido previamente, con la configuración óptica utilizada y la resolución alcanzada (ventana de  $2.3 \times 3.0$  mm) es posible obtener información respecto al comportamiento del flujo interno y el chorro. En primer lugar se van a definir los parámetros extraídos de la visualización del flujo interno, los cuales se consiguen con la visualización inyectando en combustible:

- Aparición de la cavitación incipiente. Una vez se ha realizado un barrido de presiones en la descarga, manteniendo la presión de inyección, es posible percibir a través de las imágenes las condiciones en las que aparece por primera vez una zona de vapor (zona oscura) en la parte interna del orificio.
- Aparición de las primeras burbujas a la salida. Similar al ítem anterior analizando las imágenes a diferentes contrapresiones es posible detectar

las condiciones en las que aparecen por primera vez burbujas (zonas oscuras) a la salida del orificio.

- Longitud desarrollada de la cavitación ( $L_c$ ). Consiste en definir en que punto a lo largo de la coordenada axial del orificio se encuentra la zona de cavitación tomando como cero de referencia la entrada del orificio. Específicamente detecta el máximo valor en la coordenada axial de la zona de vapor desde la entrada del orificio.
- Ancho ocupado por la cavitación ( $W_v$ ). Se define como el máximo valor de la zona de vapor en el sentido transversal del orificio tomando como referencia la entrada del orificio. Conociendo este punto es posible observar como se contrae el combustible líquido a medida que la zona de vapor se hace más grande.

### 3.B.3. Parámetros obtenidos de la visualización usando aire como fluido de descarga

En el caso de las imágenes inyectando en aire, será posible definir los siguientes parámetros a partir del contorno del chorro:

- Longitud inicial o longitud no perturbada ( $L_p$ ). 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 obtenerla, se calcula pixel a pixel el ancho del chorro desde la salida del orificio y se va avanzando aguas abajo del chorro hasta que el ancho del chorro supera un 1 % del ancho del pixel anterior. Así, es posible determinar la posición axial de la columna líquida no perturbada.
- Ángulo del chorro en los primeros milímetros ( $\theta_m$ ). Este parámetro se define a partir de la hipótesis de que el chorro muestra una geometría similar a un cono. 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 esta hipótesis sólo resulta válida si el chorro no ha alcanzado su longitud de transición a partir de la cual el chorro sufre un incremento del ángulo; dicho ángulo es el ángulo del chorro determinado a nivel macroscópico ( $\theta$ ). Adicionalmente el inicio del ángulo debe ser determinado a partir de la longitud inicial o longitud no perturbada.

Con la información obtenida del contorno del chorro es posible realizar un ajuste lineal sobre la parte superior e inferior de este contorno, 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 ambos ajustes lineales irá disminuyendo conforme se van tomando más puntos del contorno desde el inicio del chorro (desde la longitud no perturbada), debido a 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 debe estar definido en el tramo que muestre un menor error en la obtención de la recta de ajuste.

Para solventar este problema se ha calculado la distancia radial del contorno hasta la mitad del orificio tanto para el tramo superior como para el tramo inferior desde la salida del orificio, con el fin de obtener la zona donde realmente el chorro se comporta de forma lineal para ambos contornos, como se muestra en la Figura 3.55.

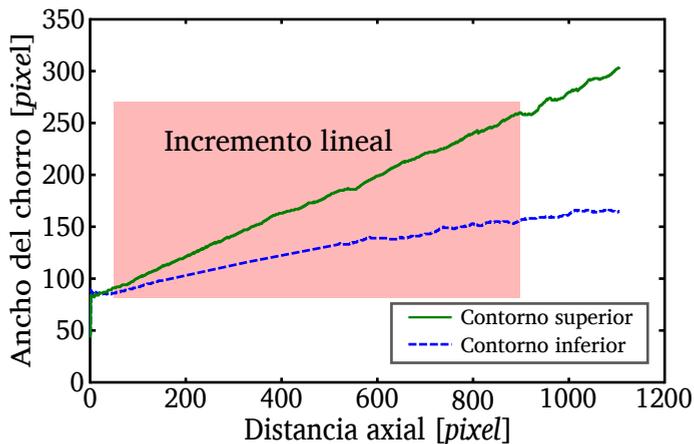


Figura 3.55: Ejemplo de zona seleccionada en la cual el chorro se comporta de forma lineal.

## Referencias

- [1] CHAVES, H. e I. SCHUHBAUER. «Cavitation in an asymmetric transparent real size VCO nozzle». *Proceedings of Spray'06* (2006).

- [2] STANLEY, C. «Experimental investigation of cavitation in a cylindrical orifice». Tesis doct. Mechanical y Manufacturing Engineering, 2012.
- [3] *Bridas y sus uniones. Reglas de diseño de las uniones de bridas circulares con junta de estanqueidad*. UNE-EN 1591. AENOR. Mar. de 2002.
- [4] *An introduction to stress analysis applications with Solidworks Simulation, student guide*. SolidWorks Corporation. 2010.
- [5] ALTENBACH, H. y K. TUSHTEV. «A new static failure criterion for isotropic polymers». *Mechanics of Composite Materials* 37 (2001), págs. 475-482.
- [6] QUINSON, R., J. PEREZ, M. RINK y A. PAVAN. «Yield criteria for amorphous glassy polymers». *Journal of Materials Science* 32 (1997), págs. 1371-1379.
- [7] AYNETO, X. *Mecánica del medio continuo en la ingeniería*. UPC Edicions. Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, 2010.
- [8] MEUWISSEN, M. *Yield criteria for anisotropic elasto-plastic metals*. Inf. téc. Technische Universiteit Eindhoven, 1995.
- [9] RICHARD, B., J. NISBETT y J. E. SHIGLEY. *Shigley's Mechanical Engineering Design*. 7a edición. McGraw-Hill, New York, 2011.
- [10] ORLOV, P. *Ingeniería de diseño*. Vol. 3. Editorial MIR, Moscou, 1979.
- [11] FENOLLOSA, J. *Unions cargolades*. UPC Edicions. Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, 1992.
- [12] DE LA MORENA, J. «Estudio de la influencia de las características del flujo interno en toberas sobre el proceso de inyección Diesel en campo próximo». Tesis doct. Universitat Politècnica de València, 2011.
- [13] GIMENO, J. «Desarrollo y aplicación de la medida de flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales, Universitat Politècnica de València, 2008.
- [14] 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* 27.2 (mar. de 2003), págs. 39-43.
- [15] LEE, W.-K., K. FEZAA y J. WANG. «Metrology of steel micronozzles using x-ray propagation-based phase-enhanced microimaging». *Applied Physics Letters* 87 (2005), pág. 084105.

- [16] KASTENGREN, A. y col. «Engine Combustion Network (ECN): measurements of nozzle geometry and hydraulic behavior». *Atomization and Sprays* 22.12 (2012), págs. 1011-1052.
- [17] AUTODESK, ed. *AutoCAD user 's manual*. Autodesk. Autodesk, 1999.
- [18] 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* 19.11 (nov. de 2005), págs. 2040-2052.
- [19] JEONG, H., K. LEE e IKEDA. «Investigation of the spray characteristics for a secondary fuel injection nozzle using a digital image processing method». *Measurement Science and Technology* 18.5 (2007), pág. 1591.
- [20] GAO, Y. y col. «Experimental study of the spray characteristics of biodiesel based on inedible oil». *Biotechnology Advances* 27.5 (2009), págs. 616-624.
- [21] HILLAMO, H., T. SARJOVAARA, O. KAARIO, V. VUORINEN y M. LARMI. «Diesel spray visualization and shockwaves». *Atomization And Sprays* 20 (3) (2010), págs. 177-189.
- [22] *Manual de la cámara SensiCam Double Shutter*. PCO imaging.
- [23] OTSU, N. «A threshold selection method from gray-level histograms». *IEEE Transactions on Systems, Man and Cybernetics* SMC-9, nº1 (1979), págs. 62-66.
- [24] *OpenFOAM user guide version 1.4*, <http://www.openfoam.org>.
- [25] MARTÍNEZ, J. «Estudio computacional de la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno y el fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel». Tesis doct. Valencia: Universitat Politècnica de València, 2013.
- [26] SCHMIDT, D. P., C. J. RUTLAND y M. L. CORRADINI. «A fully compressible two-dimensional model of high speed cavitating nozzles». *Atomization and Sprays* 9 (1999), págs. 255-276.
- [27] 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).
- [28] ASHBY, M. y D. JONES. *Materiales en ingeniería 1. Introducción a las propiedades, las aplicaciones y el diseño*. Editorial Reverté, 2008.
- [29] GARCIA, R. *Manual de fórmulas de ingeniería*. Editorial Limusa, S.A., 2004.

## Capítulo 4

---

# Influencia de la cavitación en el flujo interno

---

### 4.1. Introducción

Como se ha visto en el capítulo 2, la cavitación presenta una gran influencia tanto en las características del flujo interno como en el proceso de atomización del chorro Diesel. Sin embargo, como ya se ha mencionado con anterioridad, estudiar el fenómeno de la cavitación y su desarrollo en el interior del orificio en toberas de inyección Diesel reales resulta bastante complejo. Por este motivo, el presente capítulo se centrará en profundizar en el conocimiento del comportamiento del flujo interno usando toberas de inyección transparentes. De esta forma se podrá estudiar el comportamiento del flujo interno en un amplio conjunto de geometrías, que no habría sido posible abarcar con toberas reales.

A continuación se muestran los principales estudios que componen el presente capítulo:

- Pérdidas de carga: El primer paso para llevar a cabo este estudio consiste en determinar las pérdidas de carga que se producen desde el raíl hasta aguas arriba del orificio (incluyendo las pérdidas en el canal de alimentación), con el fin de conocer las condiciones reales de presión estática y velocidad del fluido aguas arriba del orificio, las cuales son de gran utilidad para caracterizar de forma correcta el flujo interno en cada orificio de inyección.

- **Caracterización hidráulica:** Inyectando en una atmósfera líquida presurizada como se comentó en la sección 3.6 (ver Figura 3.45) se determina la evolución del gasto másico en flujo continuo y las condiciones críticas donde el gasto másico colapsa (evidenciando la presencia de cavitación en el interior del orificio) para cada una de las toberas a diferentes condiciones de presión.

Posteriormente y gracias a tener un grupo de toberas planas con diversas geometrías, se analiza la influencia de diferentes parámetros geométricos en el comportamiento del flujo interno en condiciones cavitantes y no cavitantes. Especialmente se estudia el efecto del radio de acuerdo ( $r_e$ ), longitud del orificio y sección de salida del orificio en el comportamiento del flujo y en las condiciones críticas a las que se presenta el colapso másico de combustible.

En la parte final de la sección y reduciendo el estudio a toberas planas geoméricamente similares donde únicamente varía el ancho a la salida ( $W_o$ ) se desarrolla un modelo que permite predecir el comportamiento del flujo interno en condiciones cavitantes y no cavitantes y su dependencia con la sección de salida.

- **Visualización de la cavitación:** De forma simultánea a la caracterización hidráulica, se aplica la técnica de visualización descrita en la sección 3.5 permitiendo la identificación de la cavitación en el interior del orificio y las burbujas a la salida, gracias a la diferencia entre los índices de refracción de las fases líquida y vapor del combustible.

Posteriormente, se describe como se realiza el procesado de las imágenes con el fin de detectar la cavitación incipiente en el interior del orificio y su desarrollo a lo largo del mismo. Así, se determinan las condiciones críticas de cavitación incipiente y de aparición de burbujas a la salida, comparándolos con los obtenidos en la caracterización hidráulica para cada una de las toberas en estudio.

A continuación, se propone un modelo que permite conocer la evolución de los números críticos de cavitación en función del régimen del fluido y el ancho a la salida del orificio, a partir de los datos extraídos de las toberas  $T1$ ,  $T4$ ,  $T5$  y  $T6$ .

En la parte final se lleva a cabo la parametrización y estudio de la evolución de la cavitación en el interior del orificio para cada una de las toberas planas mostrando como crece la zona de vapor en el sentido longitudinal y transversal del orificio en función de las condiciones de presión, mostrando la influencia de la geometría de las toberas en la evolución de la cavitación.

- Influencia del combustible en el flujo interno: Una vez se ha estudiado la influencia de la geometría en el comportamiento del flujo interno y desarrollo de la cavitación, en la parte final del capítulo se estudia la influencia del combustible en la formación de la cavitación. Para ello se usará la tobera cilíndrica (T8) y utilizarán cuatro combustibles: n-heptano, n-decano, n-dodecano y gasoil comercial (élite plus), observando la influencia de las propiedades físicas en el colapso del gasto másico y aparición de la cavitación y adicionalmente la influencia del índice de refracción de cada combustible en la calidad de las imágenes.

## 4.2. Pérdidas de carga

Debido a los diferentes tramos y cambios de sección que existen desde el punto de medida de la presión de inyección,  $p_i$  (sensor de presión ubicado en el raíl) hasta la sección aguas arriba del orificio, se producen pérdidas de carga que influyen en la presión aguas arriba del orificio, haciendo que la presión a la entrada del orificio de inyección sea menor a la presión medida en el raíl. Estas pérdidas de carga son ocasionadas por los cambios de sección y por la fricción en las paredes. Gracias al trabajo de autores como Idelchik [1], es posible conocer la pérdida de carga del flujo pasando por una determinada singularidad, aplicando la ecuación 4.1 o usando datos tabulados.

$$\Delta p_{sing} = \xi \frac{\rho_f}{2} u_m^2 \quad (4.1)$$

donde  $\Delta p_{sing}$  es la pérdida de carga a través de una determinada singularidad,  $\xi$  es el coeficiente de pérdidas,  $\rho_f$  la densidad del combustible y  $u_m$  la velocidad media en el conducto. El parámetro  $\xi$  depende a su vez del número de Reynolds, de la rugosidad en las paredes y de la geometría de la sección o singularidad. De esta forma, teniendo en cuenta todas las singularidades desde el raíl hasta aguas arriba del orificio (incluyendo el canal de alimentación) y sumando cada una de estas pérdidas de carga, dará como resultado la pérdida de carga total desde el sensor de presión hasta aguas arriba el orificio como se muestra en la ecuación 4.2.

$$\Delta p_{raíl-alimentación} = \sum_{i=1}^n \Delta p_{sing_i} \quad (4.2)$$

Sin embargo, aunque exista información de como calcular la pérdida de carga en diferentes secciones, el desconocimiento de la geometría exacta y la

rugosidad del material de las singularidades que se encuentran desde el raíl hasta aguas arriba del orificio dificultan el cálculo por este método.

Por tal motivo, la pérdida de carga desde el raíl hasta aguas arriba del orificio ( $\Delta p_{\text{raíl-alimentación}}$ ) ha sido obtenida de forma experimental, tomando algunos datos de gasto másico del sistema pero sin orificio de inyección. Esto se ha conseguido, en el caso de toberas planas, poniendo dos láminas separadas (formando únicamente el canal de alimentación) sin obtener un orificio de descarga en la parte baja de la tobera, y en el caso de la tobera cilíndrica (T8) usando una segunda tobera cilíndrica con un orificio sin escalonamiento de diámetro igual al diámetro de alimentación de la tobera T8. En la Figura 4.1 se muestra un esquema de los montajes utilizados.

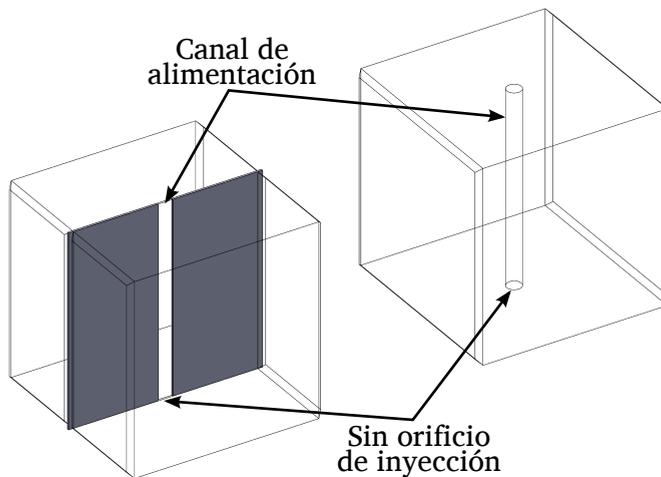


Figura 4.1: Montajes usados para determinar la pérdida de carga hasta la salida del canal de alimentación en las toberas planas (izquierda) y cilíndrica (derecha).

Con ello se consigue conocer la pérdida de carga del flujo al pasar por todas las singularidades incluyendo raíl, líneas, conectores, tapa y canal de alimentación. En la Figura 4.2 se puede observar la variación de la pérdida de carga en función del gasto másico alcanzado por cada una de las toberas.

En ésta figura se observan tres líneas de tendencia diferentes, lo cual se debe a las tres diferentes geometrías de canal de alimentación (como se muestra esquemáticamente) y cada una de estas líneas incrementan conforme aumenta el gasto másico. Como se puede apreciar, el canal de alimentación más pequeño, usado para las toberas T1, T2, T3, T4, T5 y T6, tiene unas pérdidas de carga

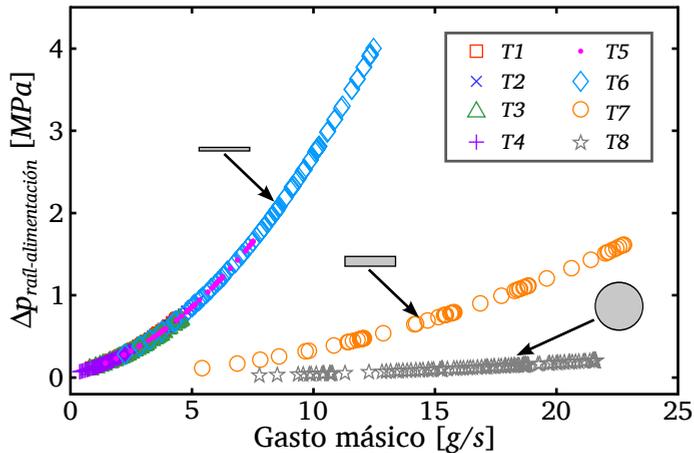


Figura 4.2: Pérdida de carga total ( $\Delta p_{\text{raíl-alimentación}}$ ) desde el raíl hasta la entrada del orificio en función del gasto másico y la sección del canal de alimentación.

mayores en comparación a los canales de alimentación de la tobera T7 (doble de sección) y la tobera cilíndrica T8 con un canal de alimentación de 1.5 mm de diámetro, como habría de esperarse.

Adicional a las pérdidas de carga obtenidas, también resulta interesante conocer la velocidad aguas arriba del orificio, que será la velocidad que tienen el flujo en el canal de alimentación ( $u_{\text{canal}}$ ). Así, en la Figura 4.3 se representa la velocidad del canal de alimentación en función del gasto másico para cada una de las toberas.

Con estos resultados, es posible conocer las condiciones aguas arriba del orificio (presión estática y velocidad), las cuales serán tenidas en cuenta durante la caracterización hidráulica de cada una de las toberas. Por lo tanto, al tener en cuenta la pérdida de carga, la presión aguas arriba del orificio es un poco menor a la presión medida en el raíl, siendo hasta un 3% menor en el caso de bajos caudales (por ejemplo la tobera T4) y hasta un 40% menor para caudales más elevados (por ejemplo la tobera T6). Por otro lado, la velocidad en el canal de alimentación no es nula (como sí puede ser supuesta en el raíl), variando desde 0.1 m/s para bajos caudales hasta 50 m/s para altos caudales.

### 4.3. Caracterización hidráulica en estado estacionario

En esta sección se estudia la influencia del fenómeno de la cavitación en el comportamiento del flujo interno realizando la caracterización hidráulica

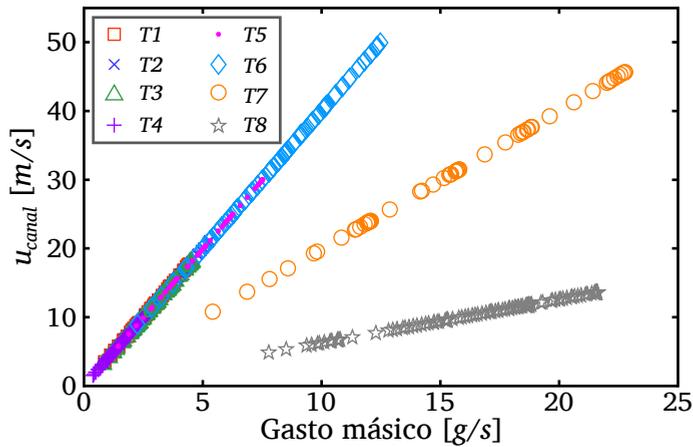


Figura 4.3: Velocidad en el canal de alimentación,  $u_{canal}$ .

de cada una de las toberas, teniendo en cuenta tanto las pérdidas de carga mencionadas anteriormente como las dimensiones de cada una de las toberas, mostradas en la Tabla 3.5. Para ello, se medirá el flujo másico que pasa a través de los orificios en condiciones estacionarias, variando para cada presión de inyección, la presión de descarga con el objetivo de determinar las condiciones críticas en las que se produce el colapso de flujo másico y la influencia de la geometría de las toberas en el comportamiento del flujo interno.

Los ensayos llevados a cabo para tal fin se han realizado utilizando la maqueta de micro-visualización descrita en la sección 3.3, usando combustible como fluido de descarga (ver sección 3.5.2), en este caso gasoil comercial. Para cada punto de ensayo se ha seguido la siguiente metodología:

- Llenado de la maqueta. 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, mientras que la válvula de purga se encuentra abierta para dejar salir el aire restante en la maqueta.
- Regular la presión de inyección. Una vez que la maqueta se encuentra completamente llena de combustible y no tiene burbujas de aire en su interior, se abre la válvula aguas abajo de la maqueta y se cierra la válvula de purga. A continuación se actúa sobre la válvula reguladora de presión ubicada en el raíl hasta alcanzar la presión deseada.

- Regular la presión de descarga. Para regular la presión del gasoil en el interior de la maqueta se manipula la válvula aguas abajo de la misma hasta alcanzar la contrapresión deseada.
- Cuando las presiones tanto de inyección como en la descarga se encuentran estables es posible realizar la medida del gasto másico. Bajo esta configuración, *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 dirigido a una balanza digital, permitiendo medir el gasto másico que pasa a través del orificio de inyección.

#### 4.3.1. Influencia de la geometría en el gasto másico

Con el fin de caracterizar detalladamente el comportamiento hidráulico de las toberas transparentes, se realizarán ensayos a cuatro niveles de presión de inyección (3, 5, 7 y 10 MPa) y presiones de descarga entre 0.1 y 5.0 MPa. Un ejemplo de la información obtenida con las medidas del gasto másico se encuentra en la Figura 4.4, donde se muestra la evolución del gasto másico ( $\dot{m}$ ) en función de la raíz de la diferencia de presiones ( $\Delta p^{1/2}$ ) para la tobera T1. Como se puede observar para cada presión de inyección, el gasto másico crece linealmente con la raíz de la diferencia de presiones hasta alcanzar las condiciones críticas donde el flujo másico colapsa y empieza a mantenerse constante.

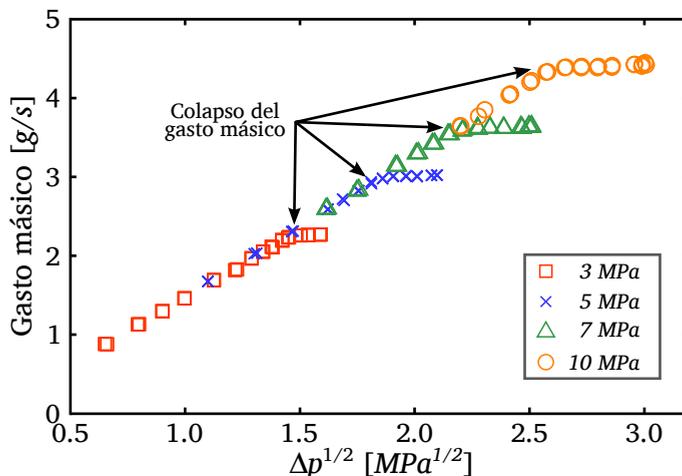


Figura 4.4: Gasto másico de la Tobera T1 a diferentes  $p_i$  y  $p_b$ .

Con el propósito de comparar el gasto másico entre las diferentes toberas y observar adecuadamente el comportamiento entre cada una de estas toberas,

ha sido necesario graficar los resultados en dos grupos. Así, en la Figura 4.5 se muestran los resultados para las toberas más pequeñas con gastos máscicos inferiores a 8 g/s, mientras que la Figura 4.6 muestra los resultados para las toberas más grandes (gastos máscicos mayores a 8 g/s).

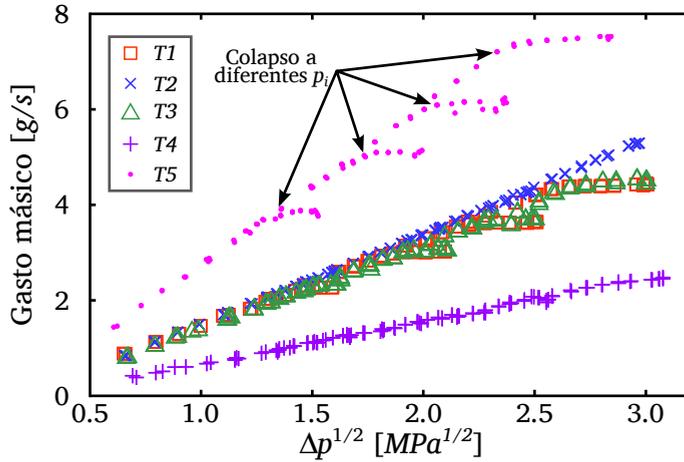


Figura 4.5: Gasto máscico en función de la raíz de la diferencia de presiones. Toberas T1, T2, T3, T4 y T5

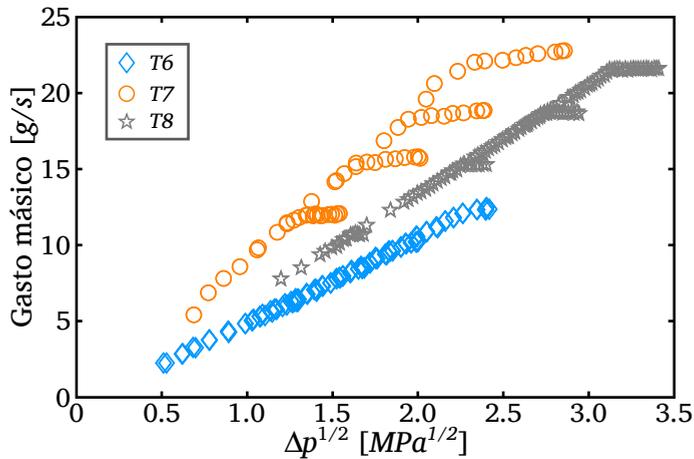


Figura 4.6: Gasto máscico en función de la raíz de la diferencia de presiones. Toberas T6, T7 y T8

De estas figuras se observa que para todas las toberas el gasto máscico colapsa por lo menos en las condiciones más críticas (alta  $p_i$  y baja  $p_b$ ), excepto la

tobera T2, la cual posee un radio de acuerdo a la entrada de  $177\ \mu\text{m}$ , diseñada de esta forma (sección 3.7) con el propósito que no cavite. De forma similar a la Figura 4.4 se observa de nuevo tanto en la Figura 4.5 como en la Figura 4.6 que el comportamiento del gasto másico con la raíz de la diferencia de presiones es lineal hasta alcanzar el punto crítico de colapso. Adicionalmente, estos resultados muestran con antelación como el colapso del gasto másico aparece con mayor facilidad conforme aumenta la sección de salida de las toberas, aunque durante el trascurso del capítulo se analizará con mayor detalle.

Conociendo el comportamiento de  $\dot{m}$  en función de  $\Delta p^{1/2}$  para cada tobera, es posible determinar las condiciones críticas de cavitación según el criterio tradicional de colapso del gasto másico mostrado por Nurick [2]; es decir, determinando los puntos críticos a partir de las condiciones donde ocurre el colapso del gasto másico. La manera para conseguir estos puntos, consiste en realizar un ajuste lineal de la evolución de  $\dot{m}_f$  en función  $\Delta p^{1/2}$  y obtener el máximo valor del gasto másico colapsado. Siguiendo esta metodología se determina para cada tobera y cada valor de presión de inyección la presión de descarga crítica ( $p_{bcrit}$ ) y con ésta se obtiene el número de cavitación crítico ( $K_{crit}$ ) de acuerdo a la ecuación 4.3. Los resultados se encuentran tabulados en la Tabla 4.1.

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

Tobera	3 MPa	5 MPa	7 MPa	10 MPa
T1	1.13	1.22	1.23	1.30
T2	1.00	1.00	1.00	1.00
T3	1.10	1.16	1.17	1.17
T4	1.00	1.01	1.02	1.04
T5	1.26	1.25	1.35	1.44
T6	1.01	1.06	1.07	1.08
T7	1.23	1.34	1.55	1.54
T8	1.09	1.13	1.16	1.21

Tabla 4.1: Números de cavitación críticos a diferentes presiones de inyección.

Los valores mostrados en la Tabla 4.1 representan los valores del número de cavitación crítico obtenidos a partir de la ecuación 4.3, tomando como nulo el valor de  $p_v$  para el gasoil comercial, ya que es considerado despreciable en comparación con las presiones de ensayo. Analizando estos valores y conforme al criterio de Nurick, se observa que los números de cavitación críticos más

cercanos a la unidad implican una menor tendencia a cavitarse, mientras que toberas con  $K_{crit}$  mayores tienen una mayor tendencia a cavitarse, ya que necesitan de unas condiciones menos críticas para alcanzar el colapso de flujo másico.

En particular, la tobera  $T2$  tiene un  $K_{crit}$  igual a uno para todas las condiciones de presión de inyección, incluso reduciendo la contrapresión a su valor más bajo (cercano a la presión atmosférica); es decir, con esta tobera nunca se llega a observar el colapso del gasto másico. Lo mismo ocurre con la tobera  $T4$  para la presión de inyección de 3 MPa, donde nunca llega a colapsar el gasto másico, obteniendo así un valor de  $K_{crit}$  igual a la unidad.

En la Figura 4.7 se muestra en un gráfico de burbujas la evolución del número de cavitación crítico en función de la geometría de las toberas y de la presión de inyección. Así las burbujas más grandes representan  $K_{crit}$  grandes y las burbujas pequeñas  $K_{crit}$  pequeños, acompañados de una escala de colores para una mayor apreciación.

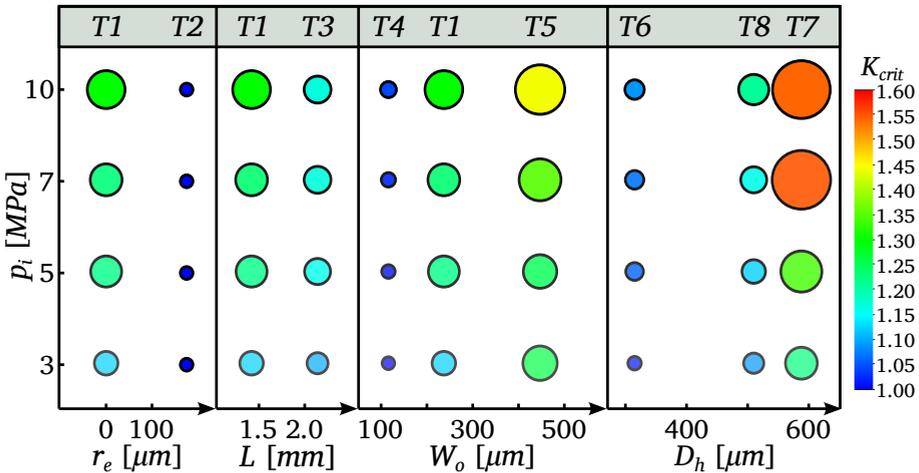


Figura 4.7: Número de cavitación crítica en función de la geometría de las toberas y la presión de inyección. Tanto el tamaño de las burbujas como el color representan el valor de  $K_{crit}$ .

Este gráfico se ha realizado agrupando conjuntos similares de toberas con el fin de observar la influencia de cada parámetro geométrico por separado, quedando dividida en cuatro grupos: el primer grupo (toberas  $T1$  y  $T2$ ) son toberas con dimensiones muy similares donde sólo varía el radio de acuerdo ( $r_e$ ), el segundo grupo (toberas  $T1$  y  $T3$ ) únicamente varía la longitud del orificio ( $L$ ), el tercer grupo (toberas  $T1$ ,  $T4$  y  $T5$ ) son toberas en las cuales el único parámetro que varía es el ancho de la tobera  $W_o$  y finalmente el cuarto

grupo se ha establecido con el fin de comparar las similitudes en cuanto a números de cavitación entre toberas planas y la tobera cilíndrica. Para este último grupo se han usado las toberas planas con la sección de salida más similares a la cilíndrica usando como parámetro comparador el diámetro hidráulico ( $D_h$ ); que en el caso de toberas planas está dado por la ecuación 4.4.

$$D_h = \frac{4A_o}{P_o} = \frac{4(W_o \cdot t)}{2(W_o + t)} \quad (4.4)$$

donde  $A_o$  es el área geométrica a la salida,  $P_o$  es el perímetro en la sección de salida,  $W_o$  es el ancho a la salida y  $t$  es la profundidad del orificio.

Con el fin de interpretar la influencia de cada parámetro geométrico y de la presión de inyección en la evolución del gasto másico y sus condiciones críticas, los resultados presentados en la Tabla 4.1 y en la Figura 4.7 son analizados a continuación.

- Influencia del radio de acuerdo ( $r_e$ ).

Para estudiar la influencia del radio de acuerdo se tomarán como referencia las toberas  $T1$  y  $T2$ , ya que son toberas geoméricamente similares donde el único parámetro que varía es  $r_e$ . En la Figura 4.5 se observó que los valores del gasto másico de la tobera  $T1$  y la tobera  $T2$  en la zona donde  $\dot{m}$  es función de  $\Delta p^{1/2}$  son muy parecidos y se debe a que el área en la sección de salida del orificio es prácticamente igual.

Sin embargo, en la tobera  $T1$  se aprecia el colapso del gasto másico para cada una de las presiones de inyección, mientras que en la tobera  $T2$  el flujo másico continua creciendo conforme aumenta  $\Delta p^{1/2}$ . Este hecho se refleja en los valores de  $K_{crit}$  obtenidos en la Tabla 4.1 y en la Figura 4.7 con valores iguales a la unidad para la tobera  $T2$ . Físicamente este comportamiento se asocia a una menor recirculación en la entrada del orificio conforme el radio de acuerdo es mayor, lo cual repercute en la formación de la cavitación que a su vez conlleva al colapso del gasto másico.

- Influencia de la longitud del orificio ( $L$ ).

En este caso se tomarán como referencia las toberas  $T1$  y  $T3$ , ya que son toberas geoméricamente similares donde el único parámetro que varía es  $L$ . En la Figura 4.5 se observa que los valores del gasto másico son muy parecidos y que ambas toberas colapsan. Sin embargo, al observar los valores obtenidos en la Tabla 4.1 y en la Figura 4.7 se aprecia que

para las diferentes presiones de inyección los valores de  $K_{crit}$  de la tobera  $T3$  son menores a los de la tobera  $T1$ .

Lo anterior se traduce en que para una misma presión de inyección, la tobera  $T3$  requiere de unas condiciones más críticas (menor  $p_b$ ) para que el flujo másico colapse. Visto desde el punto de vista físico se tiene que la tobera  $T3$ , a las mismas condiciones de descarga que la tobera  $T1$  y al tener una mayor longitud genera mayores pérdidas por fricción, lo cual conlleva a una menor presión a la entrada del orificio, afectando la formación de zonas de recirculación y posterior cavitación. Adimensionalmente, se tiene que una menor relación  $L/D_h$  conlleva a que se tengan menos pérdidas por fricción en el orificio, que a su vez benefician la formación de zonas de recirculación previas a la aparición la cavitación debido a una mayor presión a la entrada del orificio.

Así, si se considera que ambas toberas se encuentran a la misma presión de descarga ( $p_b$ ), la tobera  $T1$  tendrá una presión a la entrada del orificio mayor a la presión a la entrada de la tobera  $T3$ , por lo tanto será más probable que la tobera  $T1$  genere zonas de menor presión en la zona de recirculación que propician la formación de de la cavitación y esta a su vez repercute en el colapso del gasto másico. No obstante, esto será mostrado con mayor detalle en la sección 4.4 una vez se realice la visualización del flujo interno.

■ Influencia del ancho a la salida del orificio ( $W_o$ ).

Para analizar la influencia de este parámetro se compararán las toberas  $T1$ ,  $T4$ ,  $T5$  y  $T6$ . Se iniciara el análisis comparativo entre las toberas  $T1$ ,  $T4$  y  $T5$ , dejando para el final el análisis de la tobera  $T6$ .

Al observar la Figura 4.5 se observa claramente el colapso de las toberas  $T1$  y  $T5$ . No obstante para la tobera  $T4$  solo llega a apreciarse el colapso para la presión de inyección más elevada. Para observar este hecho más claramente, al ver los valores obtenidos en la Tabla 4.1 para la tobera  $T4$  a una presión de inyección de 3 MPa que el gasto másico no colapsa ( $K_{crit} = 1$ ) y solo empieza a colapsar para las presiones de 5 y 7 MPa.

Sin embargo, la tendencia mostrada por los números de cavitación críticos (ver Figura 4.7) es clara, a medida que incrementa el valor del ancho a la salida de la tobera ( $W_o$ ) el flujo es más propenso a alcanzar las condiciones de colapso. Esto se debe a que en una tobera con una menor restricción a la entrada del orificio (por ejemplo la tobera  $T5$ ), genera menores pérdidas de carga que a su vez favorece la formación de zonas de recirculación y la posterior aparición de zonas cavitantes y colapso

del flujo másico. Desde el punto de vista adimensional, retomando la relación  $L/D_h$  usada en el anterior ítem, se mantiene la misma tendencia; es decir, conforme la relación  $L/D_h$  incrementa, la tendencia a colapsar el gasto másico debido a la existencia de cavitación es menor.

En cuanto a la tobera  $T6$  se observa que esta tobera en particular no sigue la tendencia mostrada por las otras tres toberas; es decir, aunque posee una sección de entrada bastante grande, la cual no genera grandes pérdidas a la entrada del orificio, requiere de condiciones más críticas para llegar a las condiciones de colapso.

Teniendo en cuenta que las pérdidas de carga totales a través del orificio dependen de las pérdidas a la entrada del orificio y las pérdidas por fricción, aunque la tobera  $T6$  tiene menos pérdidas a la entrada del orificio, las pérdidas por fricción son mayores al tener una mayor superficie de contacto con el fluido. En la Figura 4.8 se observa la tendencia que tiene el número de cavitación crítico en función del ancho de la tobera ( $W_o$ ) para la presión de inyección de 10 MPa. En esta figura se puede observar que conforme incrementa la sección de salida los números de cavitación se van acercando más debido a una mayor influencia de las pérdidas por fricción, llegando a un máximo (línea punteada supuesta en la Figura 4.8) donde empiezan a predominar las pérdidas por fricción sobre las pérdidas a la entrada, lo cual hace que la tobera  $T6$  requiera de unas condiciones más críticas para colapsar a pesar de su gran sección transversal.

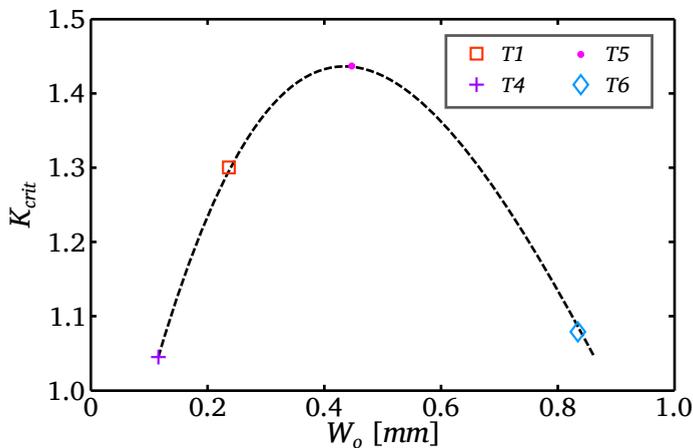


Figura 4.8: Número de cavitación crítica en función del ancho de la sección de salida.  $p_i = 10$  MPa.

- Influencia de la sección de salida ( $D_h$ ).

Para el análisis de este parámetro se toman en cuenta las toberas  $T6$ ,  $T7$  y  $T8$ . Estas toberas tienen diferentes secciones a la salida y como se muestra en la Figura 4.7, la tobera con menor sección de salida (tobera  $T6$ ) requiere de unas condiciones más severas para alcanzar el punto de colapso. La explicación de este comportamiento, nuevamente se debe a una mayor pérdida de carga a la entrada del orificio al tener una tobera con un  $D_h$  menor haciendo que el flujo sea menos propenso a cavitarse y por tanto que necesite de unas condiciones más severas para que el flujo másico colapse.

Además resulta interesante observar que aunque se tienen dos toberas planas con diferentes secciones geométricas y una tobera cilíndrica  $T8$ , la tendencia del número de cavitación crítico se escala con el tamaño de la sección de salida a partir del diámetro hidráulico ( $D_h$ ).

- Influencia de la presión de inyección ( $p_i$ ).

Por último se evalúa la influencia de la presión de inyección en el colapso del gasto másico. Este comportamiento se observa tanto en la Figura 4.7 como en la Tabla 4.1, mostrando que se requieren de unas condiciones menos severas para alcanzar el colapso del gasto másico conforme aumenta la presión de inyección como ha sido mostrado por otros autores [3, 4]. No obstante, la tobera  $T2$  siempre conserva el valor de la unidad ya que nunca llega a colapsar el gasto másico.

Así, sin importar la geometría que tenga la tobera y estudiando cada tobera por separado, se puede observar que una mayor presión de inyección conlleva a un incremento en el número de Reynolds, obteniendo así unos mayores niveles de turbulencia que favorecen la aparición de la cavitación como ha sido también mostrado por Soteriou *et al.* [5].

### 4.3.2. Influencia de la geometría en el coeficiente de descarga

Adicionalmente, aparte del valor de flujo másico obtenido en condiciones estacionarias, se puede calcular el coeficiente de descarga según la ecuación 2.9. Es importante dejar claro en este punto que para determinar el valor de  $\Delta p$  se han tenido en cuenta las pérdidas de carga y la velocidad calculadas en la sección 4.2 con el fin de tener en cuenta la presión total  $p_{total}$  a la entrada del orificio y así determinar el coeficiente de descarga del orificio de inyección.

Teniendo en cuenta lo anterior, en la Figura 4.9 se muestra un ejemplo de los resultados obtenidos de  $C_d$  en función de  $Re$ <sup>1</sup> para la tobera T1 a diferentes presiones de inyección. Se puede observar tal como se vió en la sección 2.3.4 que el coeficiente de descarga ( $C_d$ ) tiene una evolución asintótica con el número de Reynolds ( $Re$ ). Sin embargo, en el momento que el gasto másico empieza a colapsar, el coeficiente de descarga cae bruscamente, abandonando el comportamiento asintótico frente al número de Reynolds.

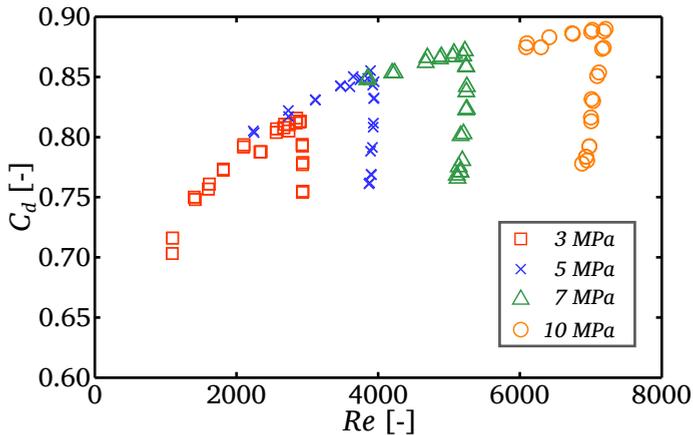


Figura 4.9:  $C_d$  en función de  $Re$  para la tobera T1.

### Flujo másico no colapsado

Con el fin de comparar el comportamiento del coeficiente de descarga entre las diferentes toberas y presentar los resultados de forma clara, primero se analiza el comportamiento de las toberas en condiciones de no colapso. Así, en las Figuras 4.10 y 4.11 se presentan los resultados del coeficiente de descarga frente al número de Reynolds mostrando únicamente los puntos de no colapso con el fin de observar las tendencias asintóticas de cada tobera. Se ha representado en dos figuras para dar mayor claridad; puesto que, las toberas más grandes (T7 y T8) alcanzan números de Reynolds por encima de 10000.

Al comparar los resultados de la Figura 4.10 con los resultados de la Figura 4.11, se puede observar que mientras las toberas de la Figura 4.10 se encuentran mayoritariamente en regímenes laminar y transitorio (ver sección 2.3.4, Figura 2.10), las toberas de la Figura 4.11 se encuentran predominantemente

<sup>1</sup>Para las toberas planas  $Re$  se determina con el diámetro hidráulico  $D_h$  en lugar de  $D_o$  en la ecuación 2.3 para todas las toberas.

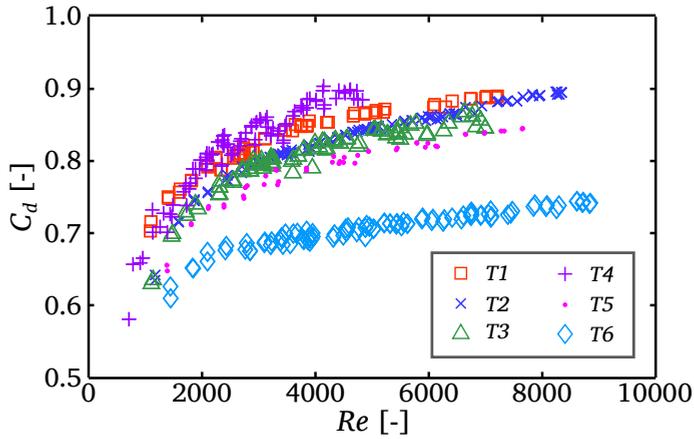


Figura 4.10:  $C_d$  en función de  $Re$ .

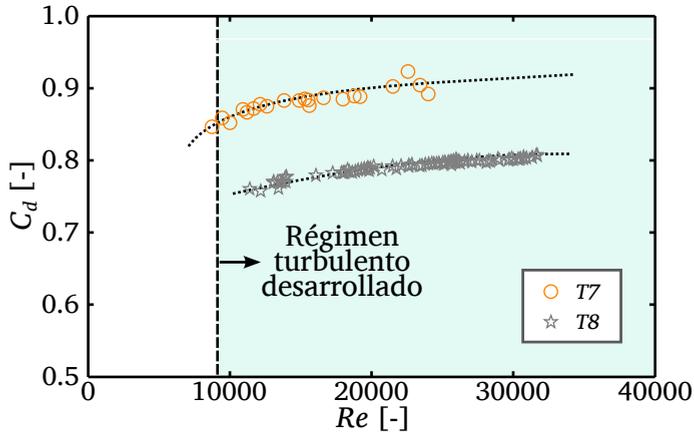


Figura 4.11:  $C_d$  en función de  $Re$ .

en régimen turbulento prácticamente desarrollado; es decir el  $C_d$  ha alcanzado su máximo valor asintótico (representado por  $C_{dmax}$ ) y permanece casi estable sin variaciones importantes frente al número de Reynolds.

El comportamiento asintótico observado en las Figuras 4.10 y 4.11 muestran que el valor del coeficiente de descarga y en especial su valor asintótico ( $C_{dmax}$ ) está relacionado con la geometría de las toberas. A continuación se realiza un análisis por separado para cada parámetro geométrico y su influencia en el comportamiento del coeficiente de descarga.

- Radio de acuerdo ( $r_e$ ).

En la Figura 4.12 se observa un comparativo del coeficiente de descarga entre las toberas  $T1$  y  $T2$ . Se puede apreciar en ésta figura que el coeficiente de descarga de la tobera  $T1$  es mayor y que la diferencia de  $C_d$  es un poco mayor a bajos regímenes y posteriormente se van igualando. De hecho, en la Figura 4.12 se puede apreciar que el valor asintótico del coeficiente de descarga en la tobera  $T2$  parece superar el valor asintótico de la tobera  $T1$  a números de Reynolds más elevados. Este comportamiento se debe al gran radio de acuerdo que posee la tobera  $T2$ , favoreciendo la entrada del flujo al interior del orificio de inyección con unos cambios de direccionalidad menos bruscos en comparación con la tobera  $T1$  que tiene un radio de acuerdo nulo.

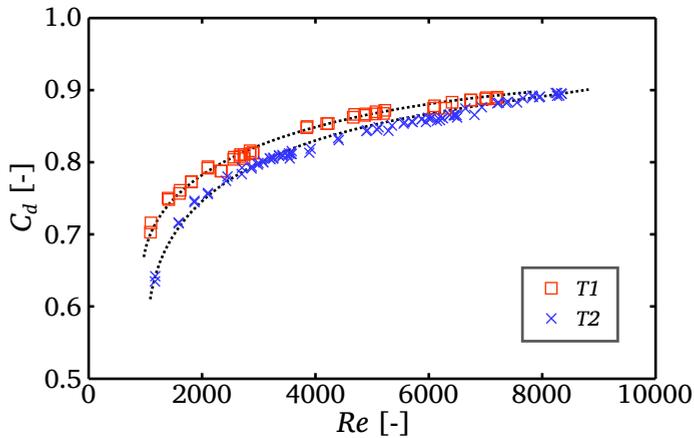


Figura 4.12:  $C_d$  en función de  $Re$  y  $r_e$ .

Sin embargo, dejando de un lado el máximo valor que puede alcanzar el coeficiente de descarga ( $C_{dmax}$ ), se puede observar en la Figura 4.12 que los puntos experimentales de la tobera  $T2$  se encuentran por debajo de la tobera  $T1$  y se van alejando conforme el régimen del fluido es menor. Lo anterior se debe a que con bajos regímenes, las pérdidas por fricción a través del orificio predominan sobre las pérdidas a la entrada del orificio y según lo mostrado tienen un mayor efecto sobre la tobera  $T2$ .

Para aclarar porque las pérdidas por fricción tienen una mayor influencia en la tobera  $T2$ , en este punto se recuerda que el proceso de montaje de las toberas es completamente manual y que aunque se ha buscado que las toberas  $T1$  y  $T2$  tengan la misma sección transversal, existen algunas pequeñas diferencias como se observa en la Tabla 3.5 donde la tobera  $T2$

es un poco más ancha y larga que la tobera  $T1$ , lo cual influye en unas mayores pérdidas por fricción lo que puede justificar el comportamiento del coeficiente de descarga a bajos regímenes.

- Longitud del orificio ( $L$ ).

Comparando las toberas  $T1$  y  $T3$  (Figura 4.13) se puede observar que el coeficiente de descarga de la tobera  $T3$  se encuentra por debajo del coeficiente de descarga de la tobera  $T1$ , en todos los regímenes ensayados; incluyendo el valor asintótico del coeficiente de descarga a altos regímenes de acuerdo a la tendencia mostrada.

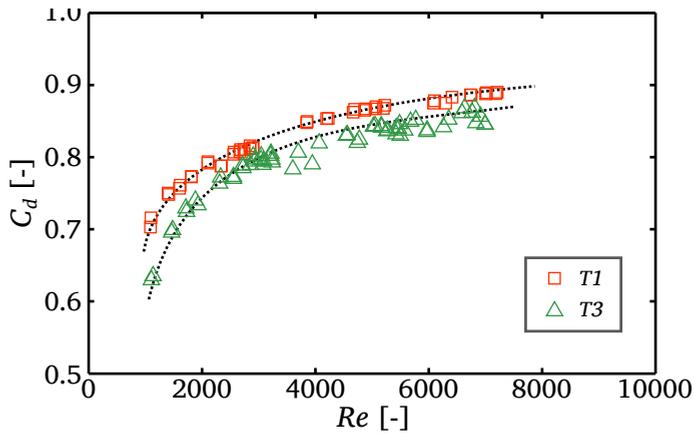


Figura 4.13:  $C_d$  en función de  $Re$  y  $L$ .

Este comportamiento era de esperarse puesto que las pérdidas por fricción son mayores en la tobera  $T3$  al tener una mayor longitud el orificio de inyección suponiendo unas pérdidas a la entrada muy similares para las dos toberas, puesto que tiene la misma sección transversal y un radio de acuerdo nulo.

- Ancho a la salida del orificio ( $W_o$ ).

En la Figura 4.14 se observa como varía el coeficiente de descarga para diferentes anchos de tobera. Así, esta figura muestra que la tobera con la sección más pequeña a la salida (tobera  $T4$ ), tiende a tener un coeficiente de descarga mayor que las demás toberas y éste va disminuyendo conforme el ancho a la salida de la tobera ( $W_o$ ) va incrementando (ver Tabla 3.5).

Este comportamiento se debe a que una tobera con un ancho más grande tiene una mayor superficie de contacto con el fluido generando unas posibles mayores pérdidas por fricción, lo cual se ve reflejado en un menor

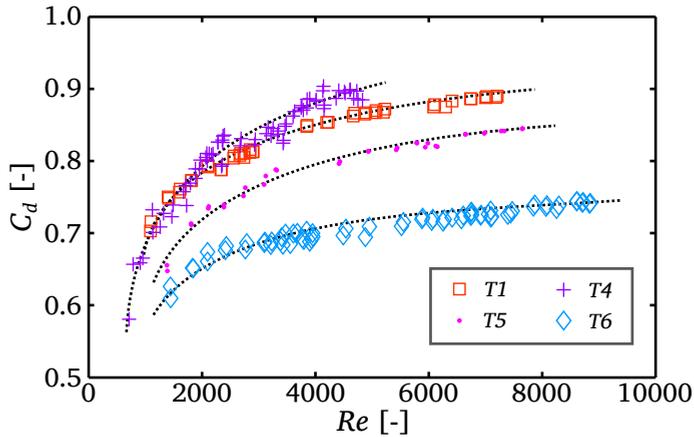


Figura 4.14:  $C_d$  en función de  $Re$  y  $W_o$ .

coeficiente de descarga; es decir, comparando estas toberas, las pérdidas por fricción tienen una mayor influencia en las pérdidas de carga totales. Visto de forma adimensional, un mayor valor de la relación  $L/W_o$  implica un coeficiente de descarga mayor.

- Sección transversal del orificio ( $D_h$ ).

En la Figura 4.15 se muestra el comportamiento del coeficiente de descarga para tres toberas con diferentes secciones. Observando éstos resultados, se puede analizar que aunque la tobera con una mayor sección (tobera T7) presenta unas mayores pérdidas por fricción para un mismo régimen debido a una mayor superficie de contacto con el fluido, las pérdidas a la entrada del orificio son menores. Ahora puesto que los cambios de sección entre las toberas son más significativos, las pérdidas a la entrada del orificio predominan sobre las pérdidas por fricción, haciendo que una tobera con una gran sección tenga unas pérdidas totales menores y por tanto un coeficiente de descarga mayor.

### Flujo másico colapsado

Una vez estudiado el comportamiento hidráulico de las toberas antes que ocurra el colapso del gasto másico se procede a estudiar el comportamiento del coeficiente de descarga en condiciones de colapso. Como se vió en la sección 2.4 (Figura 2.15), en condiciones de colapso el coeficiente de descarga es lineal con la raíz cuadrada del número de cavitación ( $K^{1/2}$ ). La Figura 4.16 muestra un ejemplo del comportamiento del  $C_d$  en función de  $K^{1/2}$  para la tobera T1 a

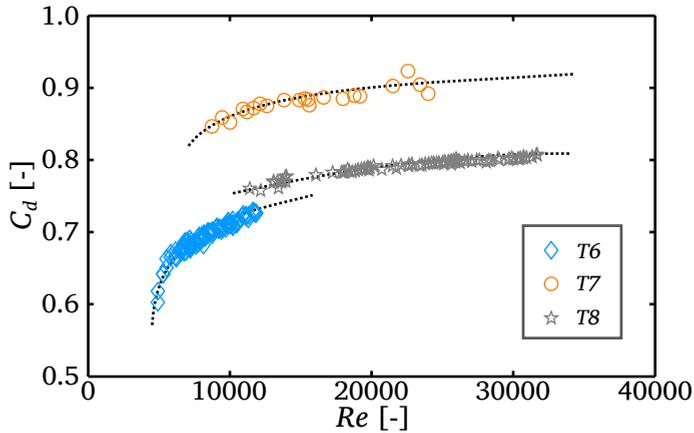


Figura 4.15:  $C_d$  en función de  $Re$  y  $D_h$ .

diferentes presiones de inyección. En esta figura se observa un comportamiento similar al mostrado en la Figura 2.15; es decir que en los puntos donde el flujo másico se encuentra colapsado (lado izquierdo de la figura) el  $C_d$  es lineal con  $K^{1/2}$ .

Además, se puede ver que para todas las presiones de inyección los puntos de no colapso caen aproximadamente sobre la misma recta, aunque en realidad cada presión de inyección tiene su propia recta pese a no ser apreciado. Por otro lado, los puntos de más a la derecha representan el coeficiente de descarga antes del colapso para cada presión de inyección, siendo estos dependientes del número del Reynolds como se estudió anteriormente.

Ahora con el fin de comparar las diferentes toberas en las condiciones de colapso, en la Figura 4.17 se han representado los resultados de las toberas teniendo en cuenta únicamente los puntos donde el gasto másico ha colapsado, mostrando que todas las toberas tienen un comportamiento lineal del  $C_d$  en función de  $K^{1/2}$ .

Hasta este punto se ha estudiado el comportamiento hidráulico de las diferentes toberas estudiadas y se ha analizado la influencia que tiene el radio de acuerdo, la longitud del orificio y la sección transversal del mismo en las condiciones críticas de colapso y en el coeficiente de descarga. Adicionalmente se ha mostrado que el comportamiento del coeficiente de descarga en condiciones de colapso y no colapso coinciden con la teoría mostrada en la sección 2.3.4 con una tendencia asintótica y dependiendo del número de Reynolds en condiciones de no colapso y lineal con la raíz cuadrada del número de cavitación en el caso de colapso.

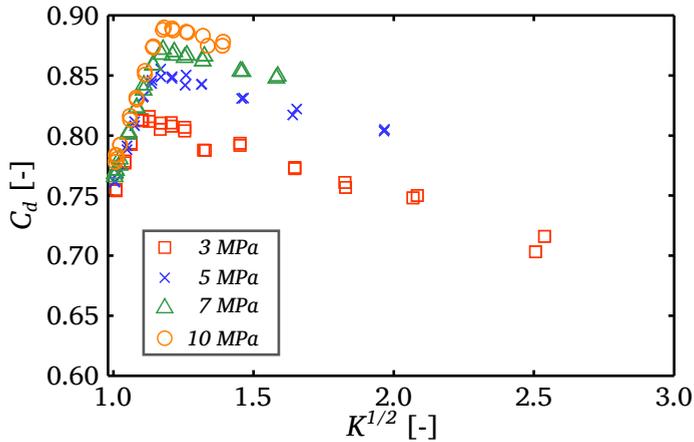


Figura 4.16:  $C_d$  en función de  $K^{1/2}$  para la tobera T1.

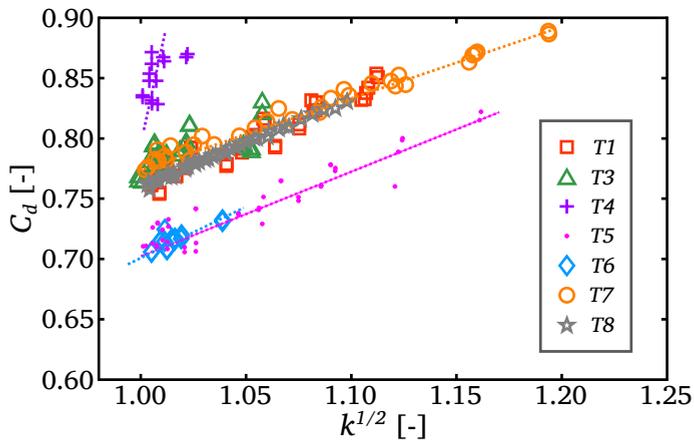


Figura 4.17:  $C_d$  en función de  $K^{1/2}$ .

A continuación, usando los resultados obtenidos, se propone un modelo que predice el comportamiento hidráulico en condiciones de colapso y no colapso para diferentes anchos a la salida de la tobera.

**Modelo para predecir el comportamiento hidráulico en función del ancho de la sección de salida ( $W_o$ ).**

Conociendo el comportamiento del coeficiente de descarga en condiciones previas al colapso y después del colapso es posible encontrar una expresión

que relacione el coeficiente de descarga con el número de Reynolds y los parámetros geométricos. 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 (ver Tabla 2.2), aunque la forma de la curva es independiente de la misma.

A pesar de tener un amplio conjunto de toberas que tienen en cuenta la influencia de diferentes parámetros geométricos por separado, resulta complejo llegar a una única expresión que tenga todos los parámetros en cuenta, partiendo del hecho que se tiene una sola tobera con un radio de acuerdo diferente ( $T2$ ) y una sola tobera con una longitud diferente a las demás ( $T3$ ) lo cual no asegura la tendencia del coeficiente de descarga respecto a estos parámetros. No obstante las toberas planas  $T1$ ,  $T4$ ,  $T5$  y  $T6$  son toberas similares, donde el único parámetro que varía es la anchura ( $W_o$ ). Así, teniendo la caracterización hidráulica de estas toberas si es posible encontrar una expresión que relacione el coeficiente de descarga con el número de Reynolds y el ancho a la salida del orificio.

Para ello se toman los datos experimentales de estas cuatro toberas y se busca una expresión que relacione el coeficiente de descarga con número de Reynolds, tomando como base la correlación establecida por Imagine [6] (Tabla 2.2) donde  $Re_{crit}$  es función de la geometría. En este sentido, la expresión propuesta se expresa mediante la ecuación 4.5, donde los coeficientes  $C_{dmax}$ ,  $A$  y  $B$  dependen a su vez del ancho de las toberas como se muestra en las ecuaciones 4.6, 4.7 y 4.8 respectivamente, recordando de la ecuación 4.4 que  $D_h$  depende de  $W_o$  y  $t$ , y este último es igual para las cuatro toberas.

$$C_d = C_{dmax} \cdot \tanh\left(\frac{Re + A}{B}\right) \quad (4.5)$$

$$C_{dmax} = a \cdot \tanh\left(\frac{-D_h + b}{c}\right) \quad (4.6)$$

$$A = W_o \cdot D_h [d + e \cdot \tanh(W_o)] \quad (4.7)$$

$$B = h \cdot D_h \quad (4.8)$$

La correlación propuesta se ajusta satisfactoriamente a los datos experimentales obtenidos como se muestra en la Figura 4.18. En la Tabla 4.2 se

tabulan los valores estimados y el intervalo de confianza de los coeficientes obteniendo un  $R^2 = 95.15\%$ .

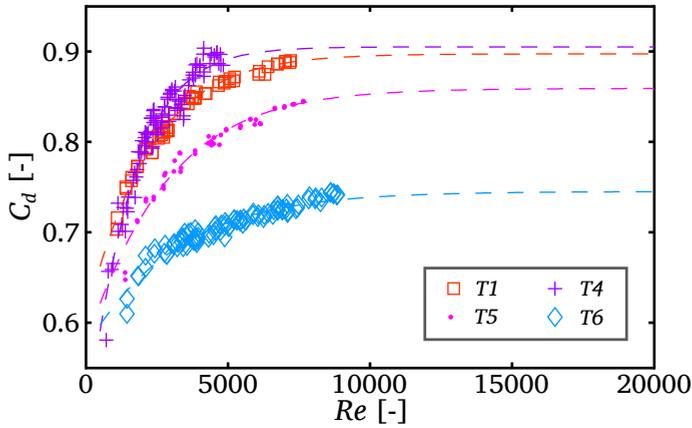


Figura 4.18: Ajuste de la correlación (ecuación 4.5) con los datos experimentales.

Coefficiente	Valor estimado	Lim. inferior	Lim. superior
$a$	0.904	0.898	0.910
$b$	$4.483e^{-4}$	$4.350e^{-4}$	$4.616e^{-4}$
$c$	$1.171e^{-4}$	$1.047e^{-4}$	$1.294e^{-4}$
$d$	$5.445e^{10}$	$5.148e^{10}$	$5.445e^{10}$
$e$	$-4.734^{13}$	$-4.734^{13}$	$-4.734^{13}$
$h$	$1.382e^7$	$1.382e^7$	$1.382e^7$

Tabla 4.2: Valores estimados e intervalos de confianza para la correlación del coeficiente de descarga en función del número de Reynolds.  $R^2 = 95.15\%$

Como se puede apreciar, la correlación muestra un buen ajuste con los datos experimentales, siendo la influencia de todos los coeficientes incluidos en la correlación estadísticamente significativa. En la Figura 4.19 se puede observar el coeficiente de descarga experimental frente al coeficiente de descarga predicho por la correlación (ecuación 4.5).

Por otro lado, los coeficientes de la correlación presentan el siguiente comportamiento: los coeficientes  $A$  y  $B$  aumentan conforme aumenta el valor del ancho a la salida ( $W_o$ ) y el valor asintótico del coeficiente de descarga ( $C_{dmax}$ ) aumenta conforme la sección de salida se hace más pequeña.

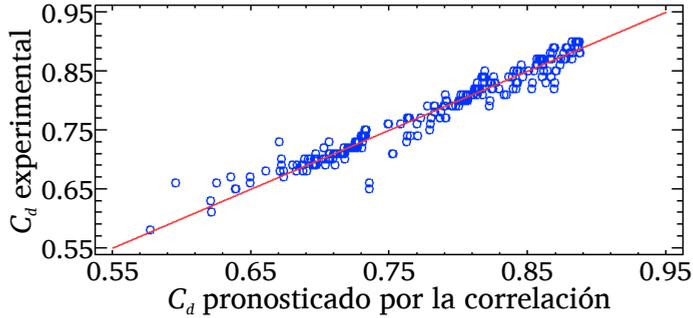


Figura 4.19: Gráfica de observados frente a predichos por la ecuación 4.5.

De esta forma, en la Figura 4.20 se muestra la influencia del ancho de la tobera en el comportamiento del coeficiente de descarga a diferentes regímenes. En esta Figura se puede observar como para anchos de tobera muy pequeños el coeficiente de descarga aumenta rápidamente a medida que aumenta el número de Reynolds; sin embargo, para anchos de tobera mayores el coeficiente de descarga incrementa más lentamente y su máximo valor a su vez es menor comparado con el de toberas con menor anchura. Este hecho coincide con lo observado experimentalmente, mostrando que la correlación de la ecuación 4.5 describe el comportamiento real del coeficiente de descarga en condiciones de no colapso.

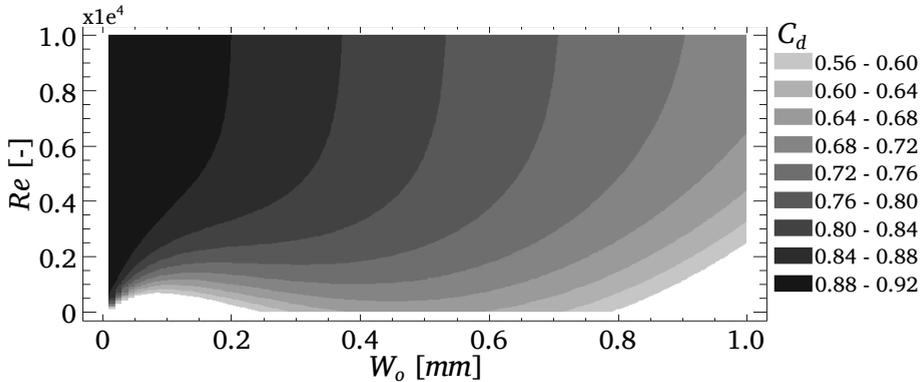


Figura 4.20: Mapa de contornos de la influencia del ancho en el coeficiente de descarga.

Un ejemplo de la utilidad de usar esta correlación es conocer la capacidad de descarga que tiene una tobera de un determinado ancho en la sección de

salida (manteniendo el valor de  $t$ ), logrando incluso predecir su comportamiento a números de Reynolds más elevados. Así en la Figura 4.21 se muestra el coeficiente de descarga en función del número de Reynolds para diferentes anchos de tobera, desde  $150\ \mu\text{m}$  hasta  $850\ \mu\text{m}$ .

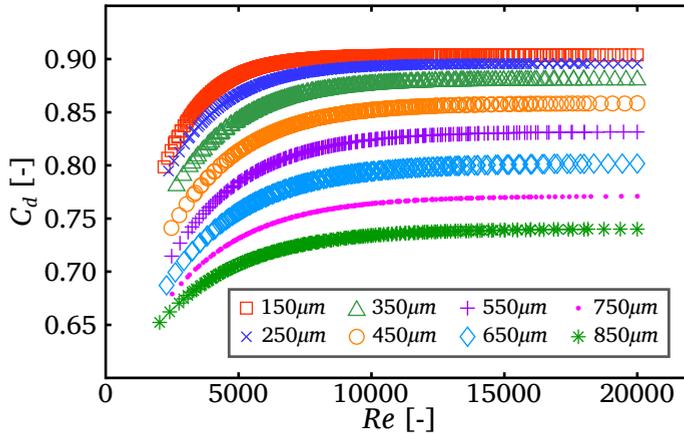


Figura 4.21:  $C_d$  en función de  $Re$  para diferentes anchos de tobera usando la correlación de la ecuación 4.5.  $t=194\ \mu\text{m}$ .

Una vez se ha encontrado una correlación para determinar el comportamiento del coeficiente de descarga en condiciones de no colapso, resulta también interesante tener una correlación entre el coeficiente de descarga, el número de cavitación y la anchura para las condiciones de colapso. Como se vió anteriormente, la dependencia de  $C_d$  con  $K^{1/2}$  es lineal y la correlación propuesta se presenta en la ecuación 4.9. Los coeficientes  $C$  y  $F$  de esta ecuación varían a su vez con el diámetro hidráulico (ecuaciones 4.10 y 4.11), aunque al tener una profundidad  $t$  constante, como es el caso de las toberas en estudio, la variación de estos coeficientes se escalan directamente con la anchura a la salida de la tobera al igual que en la correlación usada en el caso de no colapso.

$$C_d = C \cdot K^{1/2} + F \quad (4.9)$$

$$C = j \cdot D_h^{1/2} + k \quad (4.10)$$

$$F = l \cdot D_h^2 + n \quad (4.11)$$

Los valores estimados y los intervalos de confianza para cada coeficiente de la ecuación 4.9 son tabulados en la Tabla 4.3 obteniendo un  $R^2 = 94.89\%$ .

Coeficiente	Valor estimado	Lim. inferior	Lim. superior
$j$	-58.453	-59.723	-57.182
$k$	1.614	1.595	1.634
$l$	$2.362e^6$	$2.362e^6$	$2.362e^6$
$n$	-0.112	-0.122	-0.103

Tabla 4.3: Valores estimados e intervalos de confianza para la correlación del coeficiente de descarga en función del número de cavitación.  $R^2 = 94.89\%$

En las Figura 4.22 se muestra un gráfico de observados frente a predicho para el coeficiente de descarga una vez el gasto másico ha colapsado, aplicando la correlación de la ecuación 4.9.

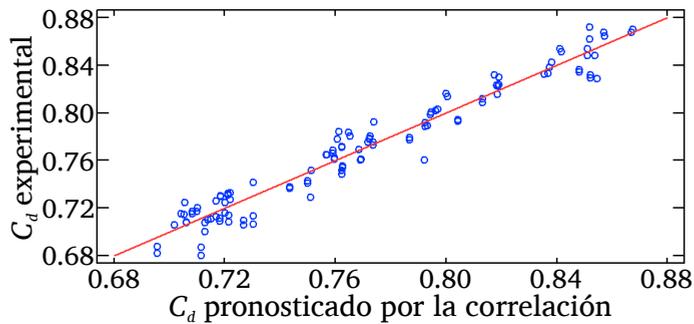


Figura 4.22: Gráfica de observados frente a predichos por la ecuación 4.9.

Con el fin de observar gráficamente la influencia de  $W_o$  en el  $C_d$ , en la Figura 4.23 se muestra un mapa de contorno del coeficiente de descarga en función de la raíz del número de cavitación y el ancho del orificio. En esta figura se observa que para un valor fijo de  $K^{1/2}$  (mismas condiciones de presión a la entrada y la salida) el coeficiente de descarga disminuye conforme aumenta el ancho a la salida de la tobera.

La importancia de tener una correlación del coeficiente de descarga, tanto en condiciones de colapso como en condiciones de no colapso del flujo, reside en lograr determinar y predecir el punto crítico del colapso para unas determinadas condiciones de presión y ancho de tobera como se muestra en la Figura 4.24. Esta Figura muestra el comportamiento del gasto másico de toberas con diferente ancho y para cada una de estas líneas el colapso a diferentes

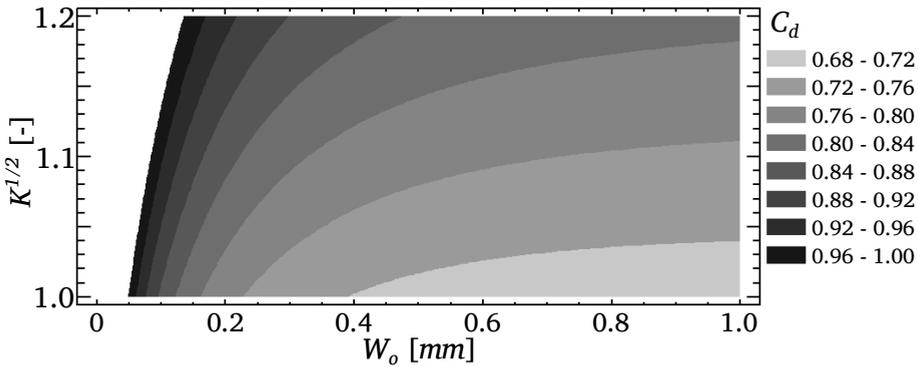


Figura 4.23: Mapa de contornos de la influencia del ancho en el coeficiente de descarga en condiciones de colapso.

$\Delta p^{1/2}$ , tomando ocho condiciones de Reynolds críticos ( $Re_{crit}$ ) desde 6000 hasta 20000. Esto quiere decir que en lugar de fijar la presión de inyección para cada ancho de tobera como se hace experimentalmente, se ha fijado el número de Reynolds donde ocurre el colapso ( $Re_{crit}$ ), obteniendo así unas condiciones de presión de inyección diferentes para cada ancho de tobera (manteniendo el mismo régimen y la presión en la descarga).

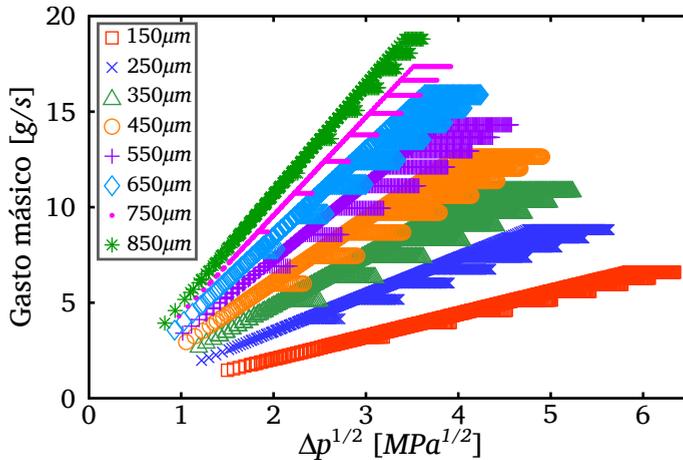


Figura 4.24: Gasto másico en función de la raíz de la diferencia de presiones combinando las correlaciones de las ecuaciones 4.5 y 4.9.

Aunque en el modelo se hubiese podido fijar la presión de inyección en lugar de  $Re_{crit}$ , obteniendo resultados similares, se ha realizado de esta manera con el fin de extraer de la Figura 4.24 únicamente los puntos críticos a

condiciones de iso-régimen para cada ancho de tobera y así poder observar fácilmente como a medida que incrementa el ancho de la tobera se requieren condiciones menos severas para alcanzar el colapso másico para un mismo régimen del flujo como se muestra en la Figura 4.25. Visto de otra manera, se puede observar que para una misma raíz de la diferencia de presiones ( $\Delta p^{1/2}$ ), las toberas con mayores dimensiones alcanzan regímenes superiores, poniendo nuevamente de manifiesto que toberas con mayor sección de salida son más propensas a cavitarse y por tanto alcanzar el punto de colapso en condiciones menos severas.

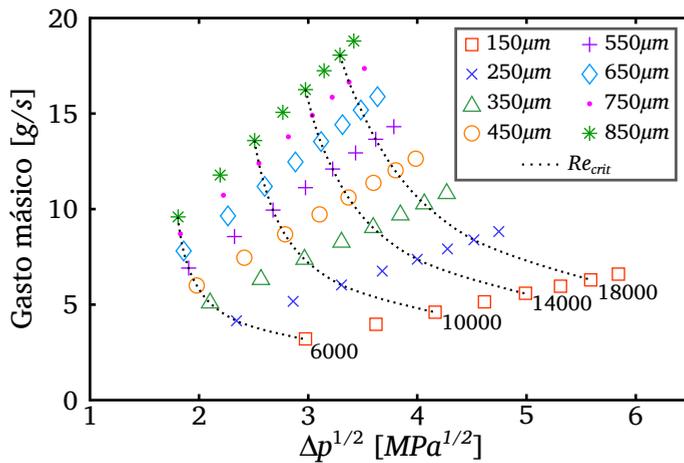


Figura 4.25: Puntos críticos de colapso del gasto másico para diferentes anchos de tobera.

Otra forma de representar la tendencia a colapsar el gasto másico en función del ancho de la tobera (usando las mismas correlaciones) es graficar el número de cavitación en función del número de Reynolds como se muestra en las Figuras 4.26 y 4.27 para anchos de tobera de 150 μm y 350 μm respectivamente. En estas figuras se ha usado el número de cavitación  $KN$ , que es el inverso de  $K$  (ecuación 4.12) ya que permite observar mejor la zona de colapso.

$$KN = \frac{1}{K} = \frac{p_i - p_b}{p_i - p_v} \quad (4.12)$$

Comparando las Figuras 4.26 y 4.27 de nuevo se puede observar que la tobera con un mayor ancho tiende a colapsar más pronto (tobera de 350 μm). Además se observa también como para un mismo número de Reynolds crítico

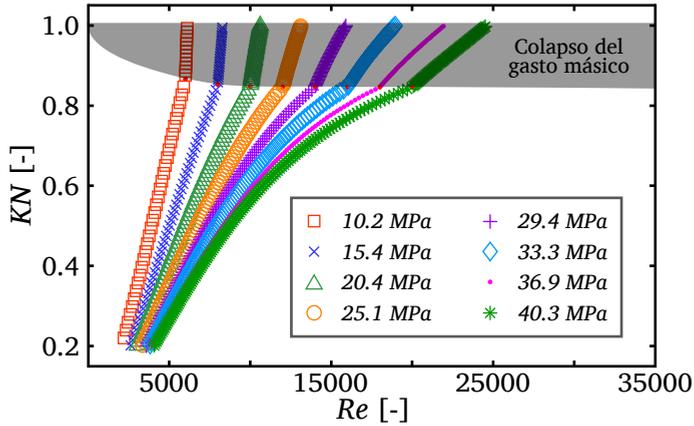


Figura 4.26: KN en función de Re para un ancho de tobera de 150 μm a diferentes presiones de inyección.

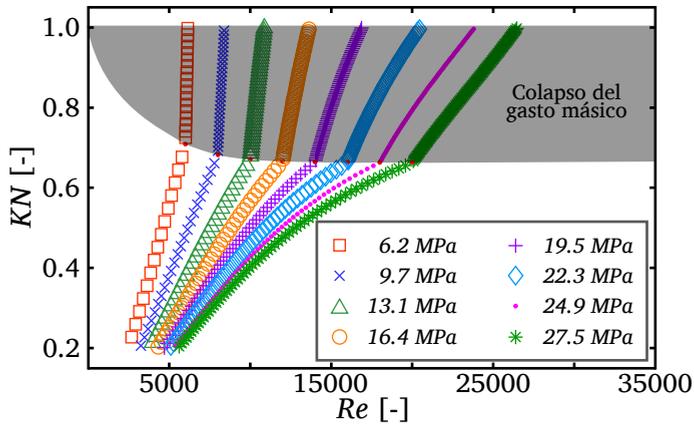


Figura 4.27: KN en función de Re para un ancho de tobera de 350 μm a diferentes presiones de inyección.

( $Re_{crit}$ ), la presión de inyección en una tobera de menor tamaño es mayor, como habría de esperarse puesto que manteniendo la misma presión en la descarga y sabiendo que la caída de presión en un orificio de menor tamaño es mayor, dando como resultado una mayor acumulación de presión aguas arriba del orificio.

### 4.3.3. Conclusiones

En resumen, a partir de la caracterización hidráulica de todas las toberas, el análisis en condiciones de colapso y no colapso del gasto másico y la validación de un modelo para diferentes  $W_o$ , en esta sección se ha estudiado la influencia de diferentes parámetros geométricos en el comportamiento hidráulico de las toberas, determinando que toberas con un mayor radio de acuerdo ( $r_e$ ), menor longitud ( $L$ ) y menor sección efectiva a la salida son menos propensas a alcanzar el punto de colapso másico; lo que supone una menor tendencia a cavitatar. Adicionalmente, se llevó a cabo un estudio más específico con cuatro toberas equivalentes donde el único parámetro geométrico que variaba era el ancho ( $W_o$ ), logrando predecir el comportamiento hidráulico de diferentes anchos de toberas y confirmando la mayor tendencia a alcanzar el punto de colapso en las toberas con mayor sección de salida.

## 4.4. Visualización de la cavitación

En la sección anterior se ha estudiado la caracterización hidráulica de cada una de las toberas evidenciando el fenómeno de la cavitación a través del criterio tradicional de colapso del gasto másico. Con el fin de avanzar un poco más en el entendimiento de este fenómeno y de su influencia en el flujo interno, en esta sección se estudiará la aparición de la cavitación tanto en el interior del orificio como a la salida del mismo y su desarrollo en el interior del orificio. Para ello se ha usado la técnica de visualización, descrita en el apartado 3.5, empleada de forma simultánea con las medidas de gasto másico; es decir inyectando sobre una atmósfera líquida usando gasoil comercial.

De esta forma, la visualización por iluminación trasera difusa permite diferenciar entre la fase vapor de gasoil generado por la cavitación y el combustible en fase líquida. Esta diferencia entre ambas fases en las imágenes adquiridas, es posible gracias a la gran diferencia existente en términos de sus índices de refracción. En la Figura 4.28 se muestra un ejemplo de las imágenes obtenidas sin cavitación (superior) y con cavitación (inferior) en el interior del orificio.

En esta figura se puede observar que las láminas que conforman el orificio también aparecen como zonas oscuras ya que no permiten el paso de la luz. Además se observa la presencia de otra zona oscura en la parte final del orificio, la cual no es una zona de vapor en el interior del orificio. Ésta última zona oscura debe a la desviación de la luz debida a la formación de micro-grietas en las ventanas de metacrilato que conforman la tobera, lo cual no permite observar el desarrollo de la cavitación hasta la parte final del orificio como se mostrará más adelante en los resultados obtenidos del procesado.

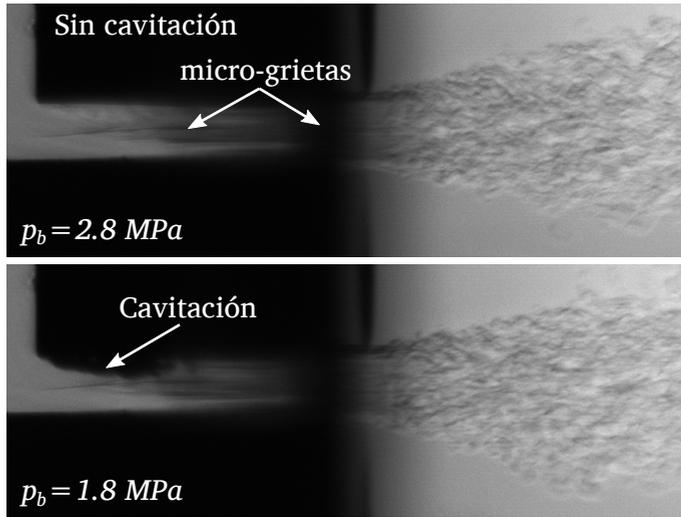


Figura 4.28: Ejemplo de imágenes obtenidas con la visualización en atmósfera líquida antes del procesado. Tobera T1,  $p_i = 7$  MPa.

Con el fin de caracterizar la aparición de zonas de vapor, el primer paso consiste en determinar las condiciones a las que aparece por primera vez la cavitación en el interior del orificio (cavitación incipiente) de gran importancia para determinar bajo que condiciones empiezan a aparecer zonas de vapor en el interior del orificio y su relación con la geometría de la tobera. Adicionalmente, las imágenes adquiridas permiten observar lo que ocurre aguas abajo del orificio, mostrando la formación de burbujas a la salida y las condiciones a las que aparecen. Más adelante se analizará la menor relevancia de estas burbujas a la salida del orificio y su relación con las zonas de vapor formadas en el interior.

Simultáneamente con la caracterización hidráulica, se varía la presión de descarga para una presión de inyección dada y se encuentra un valor denominado  $p_{bcrit,i}$  donde se observa la cavitación incipiente y un valor definido como  $p_{bcrit,v}$  justo cuando aparecen las primeras burbujas a la salida de la tobera. Los subíndices  $i$  y  $v$  denotan las condiciones de cavitación incipiente y visualización de las primeras burbujas a la salida del orificio respectivamente, con el fin de distinguirlos de la presión de descarga a la cual se produce el colapso del flujo másico ( $p_{bcrit}$ ). De la misma manera se definen los números de cavitación críticos  $K_{crit,i}$  y  $K_{crit,v}$ .

La Figura 4.29 muestra un ejemplo de la detección de la cavitación incipiente y de las primeras burbujas a la salida del orificio a partir de

la adquisición de imágenes con alta resolución espacial (aproximadamente 500 pixel/mm). Las imágenes mostradas en esta figura son imágenes sin procesar y pertenecen a la Tobera T1 para una presión de inyección de 7 MPa.

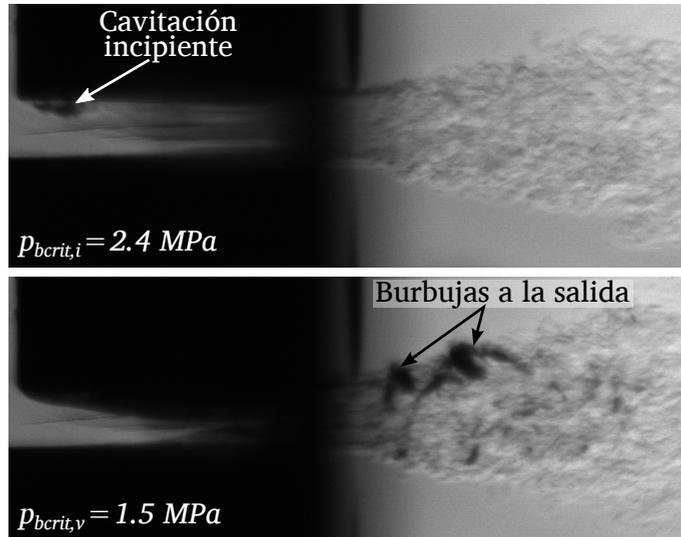


Figura 4.29: Detección de la cavitación incipiente y las burbujas a la salida. Tobera T1,  $p_i = 7 \text{ MPa}$ .

No obstante, con el ánimo de diferenciar mejor las zonas de vapor de las láminas y las micro-grietas formadas en las ventanas, las imágenes obtenidas son procesadas a través de un algoritmo desarrollado para este propósito. La parte inicial del procesado consiste en tomar la imagen original y sustraer de ésta el fondo (background), con el fin de observar como zonas oscuras únicamente las zonas de vapor como se observa en la Figura 4.30.

Lamentablemente debido a las micro-grietas generadas en la parte final del orificio (ver Background de la Figura 4.30), resulta difícil apreciar la presencia o no de cavitación en esta zona. No obstante, más adelante en la sección 4.4.2, el análisis de resultados permite evidenciar la presencia de supercavitación; es decir cavitación hasta la salida del orificio

Adicionalmente, de la imagen tomada como background, es posible obtener el contorno de las láminas que conforman el orificio y generar una textura que permita resaltar aún más la geometría de cada una de las toberas planas. En la Figura 4.31 se observa el contorno y la textura generada de las láminas a partir del background.

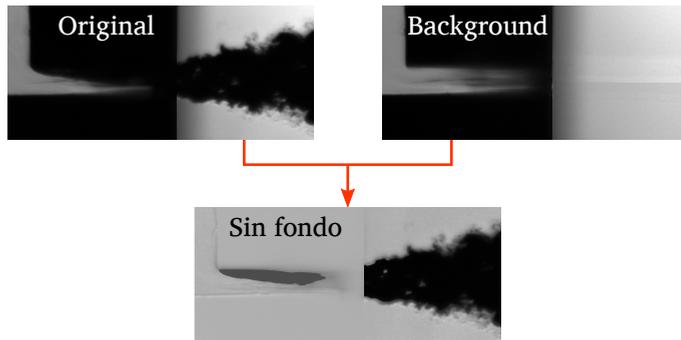


Figura 4.30: Imagen original sin fondo.

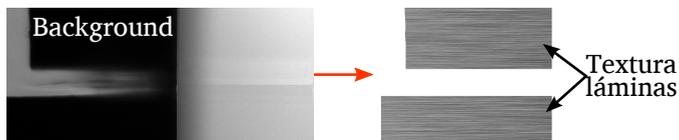


Figura 4.31: Obtención del contorno de las láminas que conforman el orificio.

Posteriormente se determina el contorno de la zona de vapor con el fin de conocer la extensión de la cavitación como se muestra en la Figura 4.32. Para determinar cada uno de estos contornos, se ha seguido la metodología detallada en el anexo 3.B.

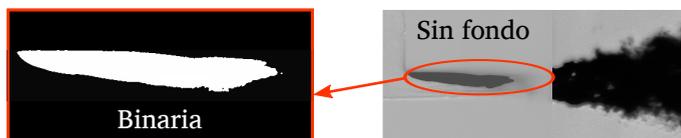


Figura 4.32: Obtención del contorno de la cavitación en el interior del orificio.

Finalmente el contorno de la cavitación y la textura de las láminas son superpuestas en la imagen sin fondo para llegar a la imagen procesada. En la Figura 4.33 se muestra un comparativo entre la imagen original y la imagen procesada.

En la Figura 4.34 se muestra un ejemplo la evolución del flujo interno y en la salida del orificio a diferentes regímenes para la tobera T4 con imágenes procesadas. En ésta figura de izquierda a derecha se observa una primera imagen sin cavitación con gradientes de densidad a la salida del orificio, seguida

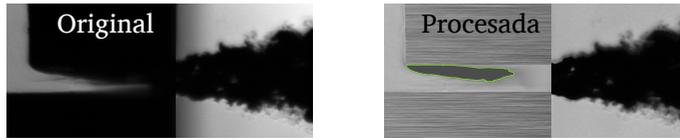


Figura 4.33: Comparativo entre una imagen original y una imagen procesada.

de una imagen donde aparece la cavitación en el interior del orificio y unas pequeñas burbujas a la salida, posteriormente la cavitación en el interior va incrementando conforme aumenta el régimen del flujo. Es posible que para los Números de Reynolds más altos la cavitación se extienda hasta la salida del orificio, pero como se mencionó previamente por la presencia de micro-grietas resulta complejo determinar el vapor del combustible en esta zona al procesar las imágenes.

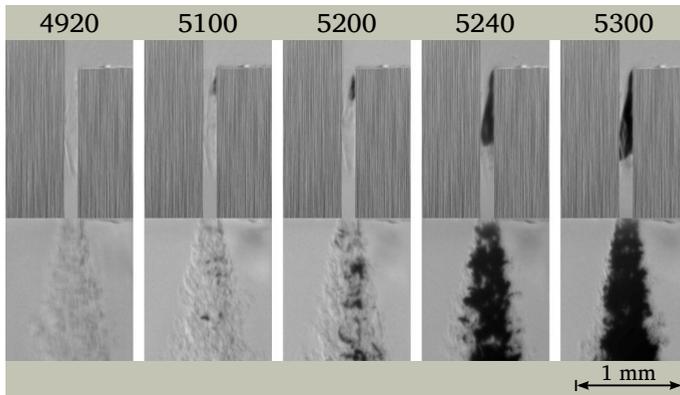


Figura 4.34: Evolución del flujo interno y a la salida de la tobera a diferentes números de Reynolds para la tobera T4.

Una vez se han adquirido las imágenes, el siguiente paso consiste en encontrar los números de cavitación críticos cuando aparece la cavitación incipiente y las primeras burbujas a la salida ( $K_{crit,i}$  y  $K_{crit,v}$  respectivamente) para todas las toberas y condiciones de presión. Así, en la Tabla 4.4 se han resumido los valores de  $K_{crit,i}$  y  $K_{crit,v}$  para cada una de las toberas a las diferentes presiones de inyección ensayadas con el fin de comparar los resultados obtenidos a partir de la visualización con los determinados en la caracterización hidráulica (Tabla 4.1).

Para comparar los números de cavitación críticos, en las Figuras 4.35 a 4.38 se muestran diagramas de barras que representan los valores de  $K_{crit}$ ,  $K_{crit,i}$  y

Tobera	3 MPa		5 MPa		7 MPa		10 MPa	
	$K_{crit,v}$	$K_{crit,i}$	$K_{crit,v}$	$K_{crit,i}$	$K_{crit,v}$	$K_{crit,i}$	$K_{crit,v}$	$K_{crit,i}$
T1	1.22	1.22	1.29	1.46	1.30	1.58	1.39	1.77
T2	1.00	1.00	1.04	1.04	1.11	1.11	1.13	1.13
T3	1.14	1.14	1.22	1.29	1.23	1.46	1.23	1.59
T4	1.02	1.02	1.09	1.09	1.16	1.16	1.16	1.22
T5	1.31	1.31	1.43	1.53	1.54	1.87	1.54	1.85
T6	1.21	1.21	1.26	1.35	1.36	1.49	1.48	1.60
T7	1.50	1.80	1.53	1.83	1.67	1.85	1.69	2.07
T8	1.24	1.36	1.28	1.51	1.27	1.62	1.31	1.67

Tabla 4.4:  $K_{crit,i}$  y  $K_{crit,v}$  a diferentes presiones de inyección.

$K_{crit,v}$  para cada tobera y presión de inyección.

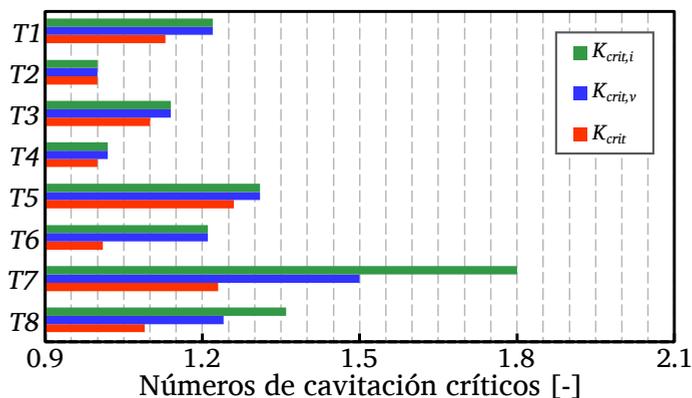


Figura 4.35: Comparación de los números de cavitación críticos en condiciones de colapso, visualización de burbujas y cavitación incipiente.  $p_i = 3$  MPa.

Como se puede observar en las Tabla 4.4 y en las Figuras 4.35 a la 4.38, las tendencias que tienen estos números de cavitación críticos son muy similares a los mostrados en la Tabla 4.1; es decir, los números de cavitación críticos, tomando como criterios la aparición de las burbujas a la salida y la cavitación incipiente, tienen la misma tendencia mostrada en el gráfico de burbujas de la Figura 4.7, respecto a la geometría de las toberas y presión de inyección.

Por lo tanto, de nuevo se observa que toberas con un mayor radio de acuerdo ( $r_e$ ), mayor longitud de orificio ( $L$ ) y menor ancho a la salida de la tobera ( $W_o$  ó  $D_h$ ) tienen menos tendencia a cavitarse y por otro lado que los números

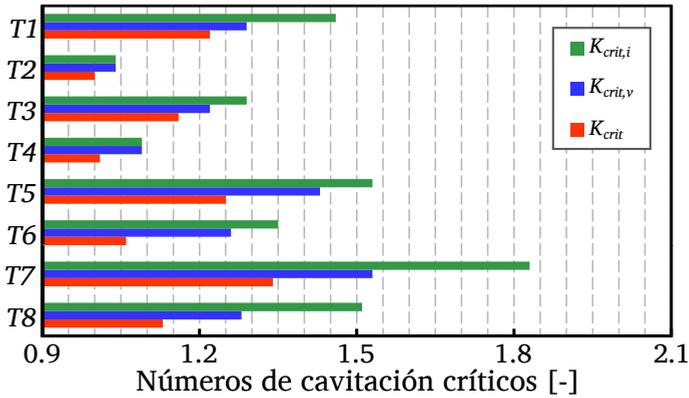


Figura 4.36: Comparación de los números de cavitación críticos en condiciones de colapso, visualización de burbujas y cavitación incipiente.  $p_i = 5$  MPa.

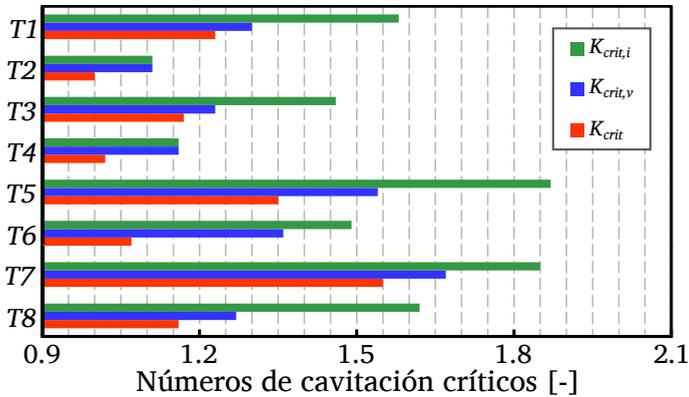


Figura 4.37: Comparación de los números de cavitación críticos en condiciones de colapso, visualización de burbujas y cavitación incipiente.  $p_i = 7$  MPa.

de cavitación críticos son mayores conforme aumenta la presión de inyección, independiente del criterio que se utilice.

Sin embargo comparando los nuevos criterios, por medio de la visualización, con el criterio tradicional de colapso del gasto másico, en general se observa que la aparición de las primeras burbujas a la salida de la tobera se dan a unas condiciones menos críticas (menor  $\Delta p$  ó mayor  $K$ ) que el colapso del gasto másico y a su vez la cavitación incipiente se presenta a unas condiciones menos críticas que la aparición de las primeras burbujas a la salida del orificio.

Esto ocurre para la mayoría de las toberas y condiciones como se muestra en las Figuras 4.35 a 4.38. No obstante, para la presión de 3 MPa (Figura 4.35)

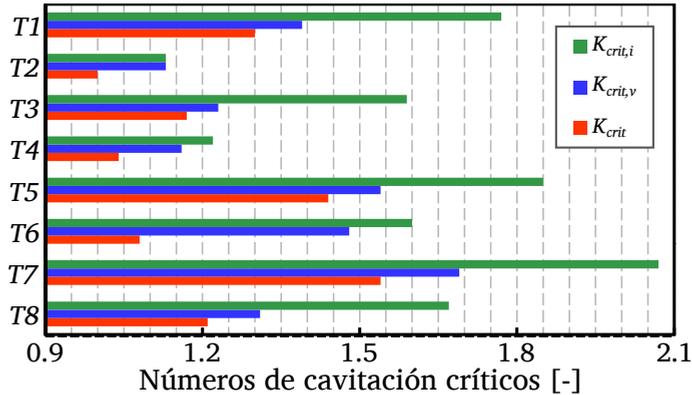


Figura 4.38: Comparación de los números de cavitación críticos en condiciones de colapso, visualización de burbujas y cavitación incipiente.  $p_i = 10$  MPa

se observa que para las toberas  $T1$  a  $T6$ , el número de cavitación crítico  $K_{crit,v}$  es igual al número de cavitación crítico  $K_{crit,i}$ ; por tanto, la aparición de las primeras burbujas a la salida del orificio se presenta de forma simultánea a la cavitación incipiente, mostrando que la formación de burbujas a la salida no dependen únicamente de la evolución de cavitación en el interior hasta la salida, sino que pueden existir condiciones locales a la salida que propician la formación de estas burbujas, restándole así importancia a la influencia de las zonas de vapor en el interior del orificio en la formación de estas burbujas a la salida.

En particular, se observa que en la tobera  $T2$ ,  $K_{crit,v}$  es igual a  $K_{crit,i}$  para todas las presiones de inyección y además  $K_{crit,i} > 1$  a partir de 5 MPa, lo que significa que la tobera aunque no presenta colapso del gasto másico si llega a aparecer cavitación en el interior del orificio como se muestra en la Figura 4.39.

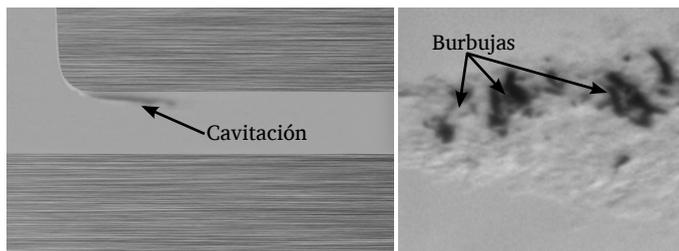


Figura 4.39: Cavitación incipiente y burbujas a la salida para la tobera  $T2$ .

Así, se puede afirmar que aún en condiciones donde el flujo sigue comportándose de forma lineal con la raíz cuadrada de la diferencia de presiones, puede existir cavitación en el interior y adicionalmente la cavitación en el interior del orificio aparece mucho antes que se produzca el colapso del gasto másico, tal como se puede ver en la Figura 4.40 para la tobera T1.

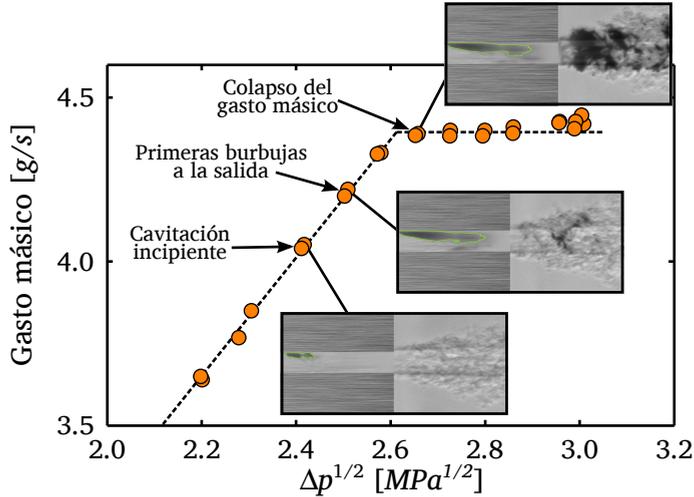


Figura 4.40: Comparación entre las diferentes condiciones del flujo en el interior del orificio. Tobera T1,  $p_i = 10$  MPa.

Lograr determinar la existencia de cavitación en condiciones previas al colapso del gasto másico concuerda con los resultados obtenidos en otros estudios donde muestran que para que exista colapso de flujo másico las condiciones de cavitación han de ser relativamente severas [7]. De hecho, a través de la visualización del flujo interno es posible identificar que una vez el gasto másico ha colapsado, el flujo cavitante se ha extendido por gran parte del orificio, como será mostrado más adelante.

Un aspecto importante a analizar es la influencia de la geometría de las toberas en la aparición de la cavitación. Salvador [3] 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:

$$K_{crit} = 0.4699 p_i^{0.019} r_e^{-0.215} AR^{-0.037} D_o^{0.309} \quad (4.13)$$

Esto implica que las geometrías con menores radios de acuerdo y conicidades y mayores diámetros de salida muestran una mayor tendencia a cavitarse.

Como se ha mostrado tanto en la sección anterior (sección 4.3) como en la presente, la tobera con radio de acuerdo ( $T2$ ) es menos propensa a cavitatar que su tobera semejante ( $T1$ ), por su parte la tobera con mayor longitud ( $T3$ ) es menos propensa a cavitatar que su tobera semejante  $T1$  y toberas con mayor ancho (secciones más grandes a la salida) son más propensas a cavitatar.

Con el fin de estudiar la influencia del ancho a la salida del orificio ( $W_o$ ) en el comportamiento de los números de cavitación críticos  $K_{crit}$ ,  $K_{crit,v}$  y  $K_{crit,i}$ , a continuación se plantea un modelo usando las mismas toberas en la sección 4.3.2.

#### 4.4.1. Modelo para predecir el comportamiento de los números de cavitación críticos

Como se comentó en la caracterización hidráulica, al tener únicamente una tobera con radio de acuerdo (tobera  $T2$ ) y otra con una longitud de orificio mayor (tobera  $T3$ ) no es viable encontrar una correlación para predecir  $K_{crit}$  en función de  $r_e$  y  $L$ . Sin embargo, al disponer de cuatro toberas semejantes ( $T1$ ,  $T4$ ,  $T5$  y  $T6$ ) donde el único parámetro que cambia es el ancho  $W_o$  es posible determinar el comportamiento del número de cavitación crítico en función de  $Re$  y  $W_o$ . Para ello se usan las correlaciones encontradas en la sección anterior para este grupo de toberas (ecuaciones 4.5 y 4.9), donde se logró determinar el comportamiento del coeficiente de descarga en condiciones de colapso y no colapso. Así, para obtener el número de cavitación crítico  $K_{crit}$  basta con igualar las ecuaciones 4.5 y 4.9 y despejar  $K$ , obteniendo la ecuación 4.14:

$$K_{crit} = \left[ \frac{C_{dmax} \cdot \tanh\left(\frac{Re+A}{B}\right) - F}{C} \right]^2 \quad (4.14)$$

En la Figura 4.41 se puede apreciar el comportamiento del número de cavitación crítico dado por el modelo (líneas punteadas) y los puntos experimentales donde ocurre el colapso del gasto másico para cada tobera y condición de presión. Se observa que el número de cavitación crítico incrementa conforme incrementa el número de Reynolds hasta llegar a un máximo.

Sin embargo, como se mostró en la sección 4.3.2 (Figura 4.8), el comportamiento de  $K_{crit}$  en función de  $W_o$  depende de la influencia de las pérdidas a la entrada y de las pérdidas por fricción en las pérdidas totales a través de orificio. Como se comentó en la sección 4.3.2, la tobera  $T6$  aunque tiene unas pérdidas a la entrada menores que las otras toberas, las pérdidas por fricción

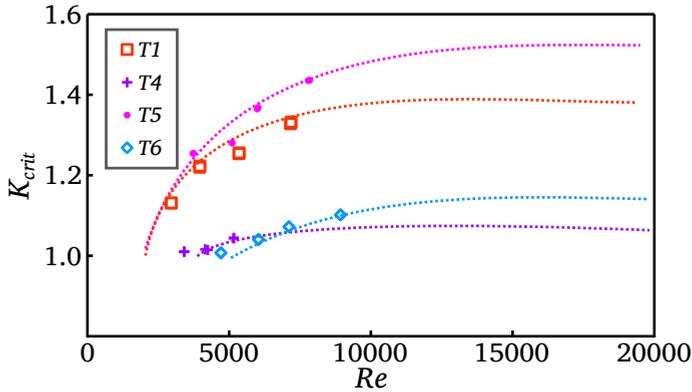


Figura 4.41:  $K_{crit}$  en función de  $Re$ .

son mayores lo cual hace que se requieran números críticos más bajos (condiciones más críticas) para que empiece a colapsar el gasto másico.

En la Figura 4.42, se representa otra forma de observar lo que ocurre con el número de cavitación crítica a medida que incrementa  $W_o$ . Así, se muestra que para un mismo régimen crítico ( $Re_{crit}$ ) el valor de  $K_{crit}$  incrementa con  $W_o$  hasta un valor máximo entre  $350 \mu\text{m}$  y  $450 \mu\text{m}$  y a continuación disminuye debido a un mayor efecto de las pérdidas por fricción.

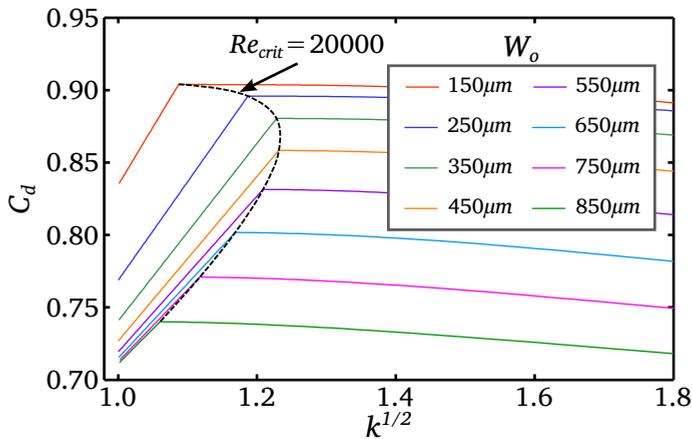


Figura 4.42:  $C_d$  en función de  $K^{1/2}$  a partir del modelo.

Por otro lado, para determinar el comportamiento del número de cavitación usando como criterio la cavitación incipiente  $K_{crit,i}$  y la aparición de burbujas  $K_{crit,v}$ , es necesario determinar nuevamente los coeficientes  $F$  y  $C$  de la

ecuación 4.14. Los coeficientes  $C_{dmax}$ ,  $A$  y  $B$  se mantienen igual; puesto que antes de la aparición de la cavitación en el orificio el coeficiente de descarga tiene el mismo comportamiento que antes del colapso del gasto másico.

No obstante, para obtener los nuevos valores de  $F$  y  $C$ , es necesario conocer el comportamiento del coeficiente en función de los números críticos ( $K_{crit,v}$  y  $K_{crit,i}$ ). Así, en las Figuras 4.43 y 4.44, se grafican los puntos experimentales de  $C_d$  en función de  $K_{crit,v}^{1/2}$  y  $K_{crit,i}^{1/2}$  respectivamente, observando un comportamiento lineal en ambos casos y por lo tanto los coeficientes  $C$  y  $F$  tendrán la misma forma que las ecuaciones 4.10 y 4.11 respectivamente.

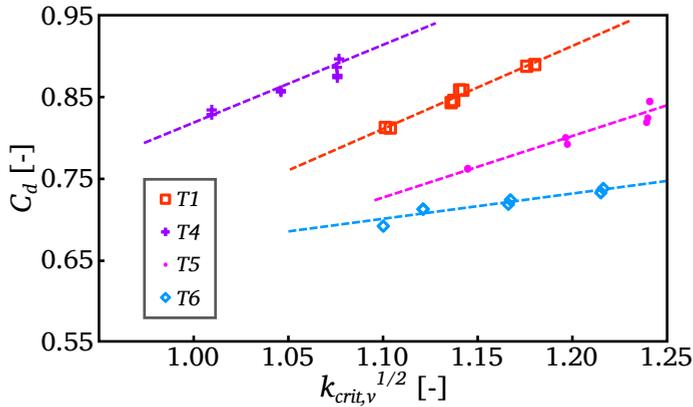


Figura 4.43:  $C_d$  en función de  $K_{crit,v}$ .

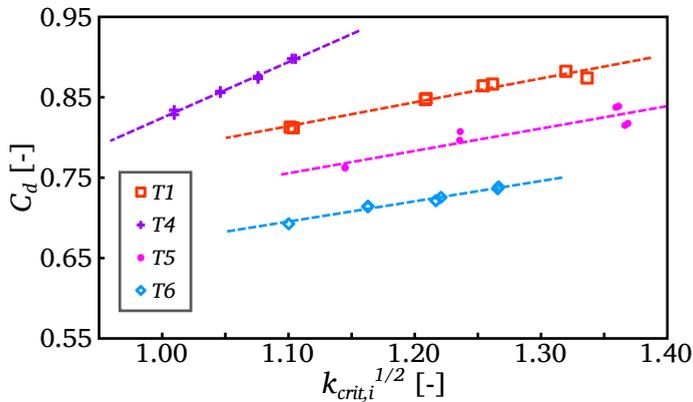


Figura 4.44:  $C_d$  en función de  $K_{crit,i}$ .

De esta forma, las ecuaciones 4.15 y 4.16 predicen el comportamiento del número de cavitación crítico en función del número de Reynolds para los criterios adquiridos a partir de la visualización.

$$K_{crit,v} = \left[ \frac{C_{dmax} \cdot \tanh\left(\frac{Re+A}{B}\right) - F'}{C'} \right]^2 \quad (4.15)$$

$$K_{crit,i} = \left[ \frac{C_{dmax} \cdot \tanh\left(\frac{Re+A}{B}\right) - F''}{C''} \right]^2 \quad (4.16)$$

donde;

$$F' = l' \cdot D_h^2 + n'$$

$$C' = j' \cdot D_h^{1/2} + k'$$

$$F'' = l'' \cdot D_h^2 + n''$$

$$C'' = j'' \cdot D_h^{1/2} + k''$$

En las Figuras 4.45 y 4.46, se representa el número de cavitación crítico en función del número de Reynolds, mostrando únicamente los puntos críticos obtenidos a partir de la visualización y como se ajustan al modelo.

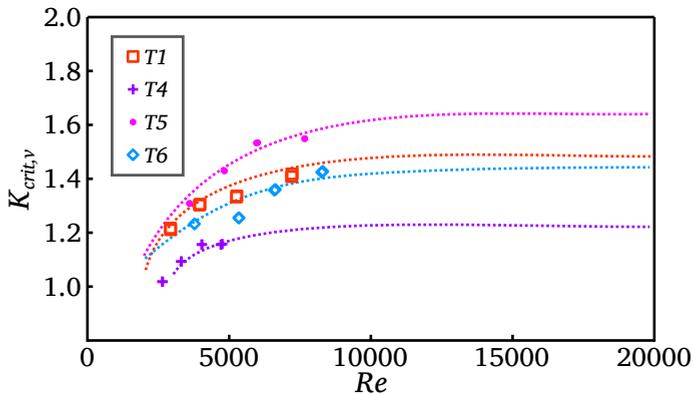


Figura 4.45:  $K_{crit,v}$  en función de  $Re$ .

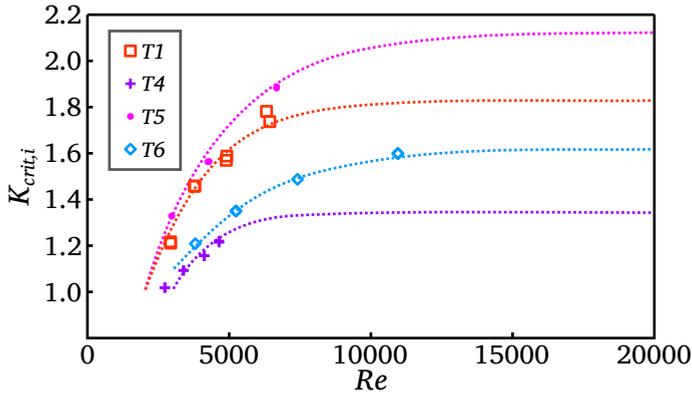


Figura 4.46:  $K_{crit,i}$  en función de  $Re$ .

Una vez se ha realizado el ajuste numérico del modelo a los datos experimentales, los valores obtenidos de los coeficientes se muestran en las Tablas 4.5 y 4.6 junto con los intervalos de confianza de cada coeficiente y su coeficiente de determinación ( $R^2$ ).

Coefficiente	Valor estimado	Lim. inferior	Lim. superior
$j'$	-15.755	-17.627	-13.883
$k'$	0.888	0.859	0.917
$l'$	$-1.529e^6$	$-1.529e^6$	$-1.529e^6$
$n'$	0.165	0.160	0.171

Tabla 4.5: Valores estimados e intervalos de confianza para la correlación  $C_d$  en función de  $K_{crit,v}$ .  $R^2 = 96.64\%$

Coefficiente	Valor estimado	Lim. inferior	Lim. superior
$j''$	-15.331	-16.806	-13.856
$k''$	0.566	0.543	0.589
$l''$	$-1.186e^6$	$-1.186e^6$	$-1.186e^6$
$n''$	0.488	0.480	0.496

Tabla 4.6: Valores estimados e intervalos de confianza para la correlación  $C_d$  en función de  $K_{crit,i}$ .  $R^2 = 97.79\%$

Para realizar un comparativo entre los diferentes tres criterios para unos anchos de tobera específicos, se usan las anteriores correlaciones y en la Figu-

ra 4.47 se muestra la evolución del número de cavitación crítico a diferentes números de Reynolds y anchos de toberas ( $W_o$ ) para cada criterio.

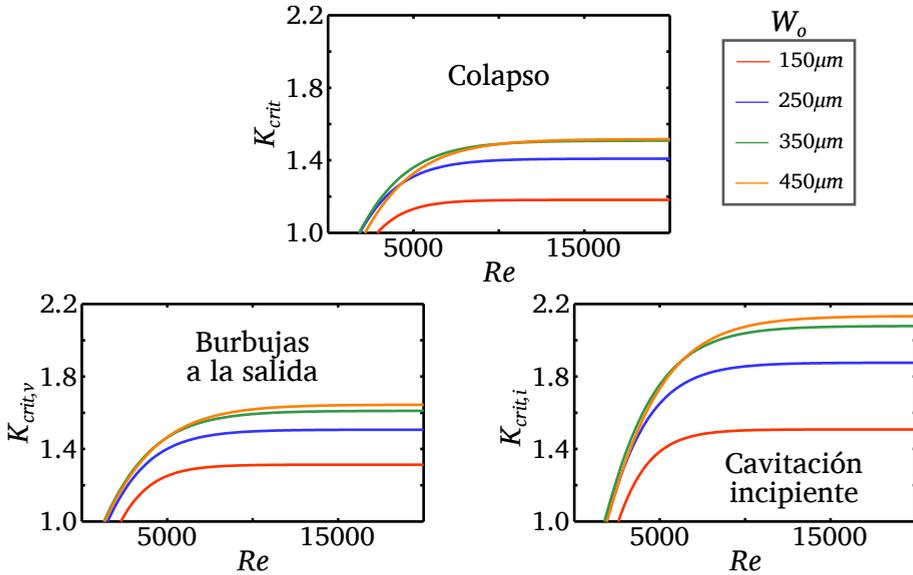


Figura 4.47: Comparación entre los números de cavitación críticos usando diferentes anchos de tobera y tres criterios diferentes: colapso, burbujas y cavitación incipiente.

Similar a lo mostrado en los gráficos de barras (Figuras 4.35 a 4.38), en la Figura 4.47 se observa que usando el criterio de aparición de burbujas se obtienen números de cavitación críticos más elevados en comparación con el criterio de colapso de gasto másico y a su vez al usar el criterio de cavitación incipiente se obtienen números de cavitación más altos que con el criterio de aparición de burbujas.

Además, se observa no solo el incremento al pasar de un criterio a otro, también en cada criterio se observa como la distancia entre los diferentes tamaños de tobera no se mantienen uniformes, siendo mayor entre toberas de menor tamaño (por ejemplo entre las toberas de  $150\ \mu\text{m}$  y  $250\ \mu\text{m}$  de ancho) en comparación con la diferencia entre las toberas más grandes (toberas de  $350\ \mu\text{m}$  y  $450\ \mu\text{m}$  de ancho). Adicionalmente, se observa que el número de cavitación crítico, en los tres criterios, tiene un valor máximo que depende de la geometría y a partir del cual deja de tener dependencia del número de Reynolds.

Otra forma de observar la diferencia entre las correlaciones obtenidas (ecuaciones 4.14, 4.15 y 4.16) para los tres criterios con un determinado an-

cho de tobera se muestra en la Figura 4.48. En la figura se puede ver que tanto para un ancho de tobera de  $150\ \mu\text{m}$  como para un ancho de tobera de  $450\ \mu\text{m}$ , la distancia entre los criterios  $K_{crit}$  y  $K_{crit,v}$  es casi la misma; sin embargo, la diferencia entre  $K_{crit,v}$  y  $K_{crit,i}$  se va ampliando conforme aumenta  $W_o$ . Además se observa que para bajos números de Reynolds las condiciones a las que se presenta la cavitación incipiente y las primeras burbujas a la salida del orificio se van acercando como se observó en la Tabla 4.4 para la presión de inyección de 3 MPa.

Como se explicó anteriormente, ésta igualdad entre  $K_{crit}$  y  $K_{crit,v}$  a bajos regímenes se debe a que se presentan condiciones locales a la salida que permiten la formación de burbujas de vapor, dejando en evidencia que la aparición de estas burbujas visualizadas no depende únicamente de la cavitación formada en el interior y por tanto tienen una menor importancia a la hora de determinar o predecir lo desarrollada que se encuentra la cavitación. No obstante, son un punto de comparación con otros trabajos, como el llevado por De la Morena [4].

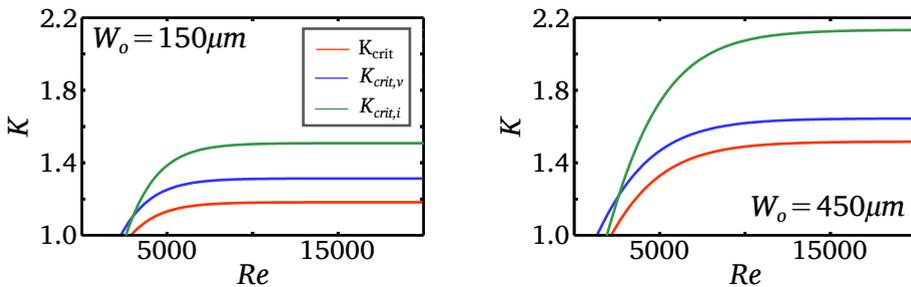


Figura 4.48: Comparación entre los números de cavitación críticos para una tobera de  $150\ \mu\text{m}$  y otra de  $450\ \mu\text{m}$ .

De los resultados obtenidos de las correlaciones, se puede apreciar que las tendencias observadas son similares a las obtenidas por Salvador [3] en cuanto al escalado de número de cavitación con la sección de salida, en el rango de diámetros simulados por Salvador. En cualquier caso, cabe tener en cuenta que la correlación obtenida por Salvador contempla el radio de acuerdo ( $r_e$ ), la longitud del orificio ( $L$ ) y usa toberas cilíndricas de tipo VCO, en las que la estructura del flujo presenta diferencias en comparación a los modelos de toberas planas estudiados en la presente Tesis. Por tanto, es de esperar que existan ciertas diferencias entre los resultados.

Hasta este punto se ha observado como influyen diferentes parámetros geométricos de la tobera como el radio de acuerdo, la longitud del orificio y la

sección de salida en la tendencia a cavitarse de una tobera utilizando tres criterios diferentes: colapso del gasto másico (criterio tradicional a partir de la caracterización hidráulica), aparición de las primeras burbujas a la salida del orificio (criterio con menor importancia representativa acerca del desarrollo de la cavitación) y la cavitación incipiente en el interior del orificio; estos dos últimos determinados a partir de la visualización. La siguiente sección se enfocará en conocer más detalladamente el comportamiento de la cavitación en el interior del orificio a partir de algunos parámetros que permitan cuantificar su desarrollo en el interior del orificio.

#### 4.4.2. Caracterización de la cavitación en el interior del orificio

Una vez se ha detectado la aparición por primera vez de la cavitación en el interior del orificio (cavitación incipiente) para cada una de las toberas a unas determinadas condiciones, resulta interesante conocer como se van desarrollando estas zonas de vapor hasta la salida del orificio.

Así, en la presente sección se pretende conocer el desarrollo de la cavitación en el interior de los orificios de sección plana a partir de las imágenes adquiridas y su posterior procesamiento, para cada una de las condiciones ensayadas. En la parte final del presente apartado se mostrarán las razones por las cuales no se usa la tobera cilíndrica en este estudio.

Con el fin de estudiar como se va desarrollando la cavitación en el interior del orificio, el primer paso consiste en definir la zona ocupada por la cavitación a partir de las imágenes adquiridas y analizar que información se puede extraer, de tal forma que se puedan obtener algunos valores numéricos que permitan cuantificar y comparar las diferencias entre toberas, además del análisis cualitativo de las imágenes.

Para caracterizar la evolución de la extensión ocupada por la cavitación en el interior de los orificios, se han propuesto dos parámetros: la longitud desarrollada por la cavitación ( $L_c$ ) y el ancho máximo ocupado por la zona de vapor ( $W_v$ ). Estos parámetros se definen como:

- Longitud desarrollada de la cavitación,  $L_c$ . Es la longitud alcanzada por la cavitación desde la entrada del orificio.
- Ancho ocupado por la cavitación,  $W_v$ . Es la máxima dimensión ocupada por la zona de vapor en la dirección transversal al orificio.

La definición de estos parámetros ha sido posible gracias a la formación de una única zona de vapor y su estructura en forma de película para todas

las toberas planas estudiadas en la presente Tesis. Es por ello, que en la fase de diseño de las toberas planas se decidió el uso de toberas asimétricas con el fin de evitar la formación de más de una zona de cavitación y así evitar que una zona de vapor se sobreponga sobre otra como se mostró en la Figura 3.51 o como ocurre también con la tobera cilíndrica, dificultando el análisis de la extensión de la cavitación.

En la Figura 4.49 se muestra un ejemplo de una imagen procesada mostrando los dos parámetros utilizados para caracterizar el desarrollo de la cavitación en el interior del orificio.

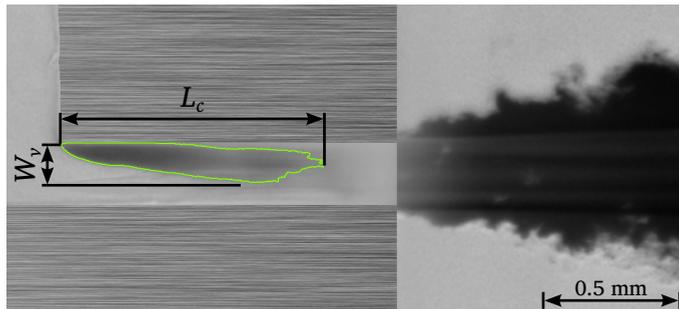


Figura 4.49: Parámetros utilizados para caracterizar la cavitación. Longitud de cavitación,  $L_c$  y ancho ocupado por la fase vapor  $W_v$ .

Siguiendo los pasos descritos previamente para el procesamiento de las imágenes (Figuras 4.30 a 4.33), se procede a realizar el procesamiento de las toberas para todas las condiciones de presión y por cada repetición (50 repeticiones por cada condición de ensayo). Así, es posible obtener un conjunto de valores de  $L_c$  y  $W_v$  que permitirán conocer la evolución de la cavitación al variar las condiciones de presión por cada tobera y hacer un análisis comparativo entre ellas.

A continuación se muestran los resultados de cada tobera por separado y en la parte final se hará un análisis comparativo entre las diferentes toberas con el fin de comprender la influencia de los parámetros geométricos  $r_e$ ,  $L$ ,  $W_e$  y  $D_h$  en la formación y evolución de la cavitación en el interior del orificio.

### Tobera T1

En la Figura 4.50 se muestra la evolución de la relación  $L_c/L$  frente al número de cavitación  $KN$  para la tobera T1 a diferentes presiones de inyección. Esta representación es similar a la mostrada por Sato y Saito [8] en la Figura

2.12 presentada en la sección 2.4, aunque en la Figura 4.50 se ha utilizado el número de cavitación  $KN$  en lugar de  $CN^{-1}$ .

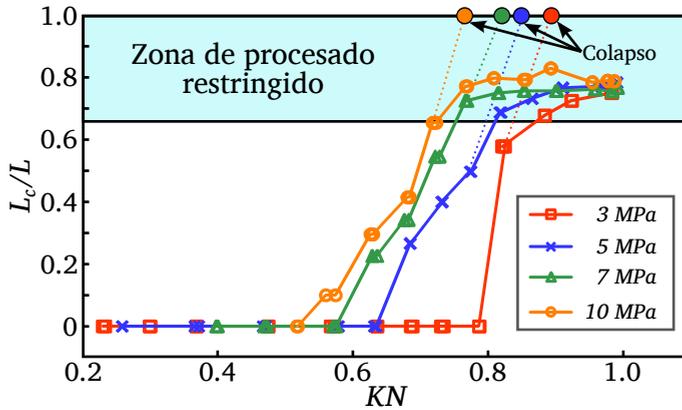


Figura 4.50: Tobera T1.  $L_c/L$  promedio en función de  $KN$  a diferentes presiones de inyección.

En esta figura se puede apreciar que desde la aparición de la cavitación, la longitud desarrollada por la cavitación va incrementando conforme las condiciones se van haciendo más críticas (mayor  $KN$ ).

Sin embargo llega un punto donde aparentemente  $L_c$  no sigue incrementando y se estabiliza en torno a un 80% de la longitud total del orificio ( $L$ ) y no en torno al 100% como habría de esperarse. Esto se debe a la dificultad de procesar la parte final del orificio por la presencia de micro-grietas generadas en las ventanas, es decir; seguramente la cavitación se ha desarrollado hasta la salida del orificio (existencia de supercavitación) pero la presencia de micro-grietas en el final de la tobera hace que no sea posible visualizar y detectar por completo el contorno de la cavitación en esta zona.

No obstante teniendo la tendencia de la evolución longitudinal de la cavitación hasta el 80% de la longitud del orificio, es posible suponer su trayectoria hasta la parte final del orificio (líneas punteadas de la Figura 4.50) y llegar a concluir que el colapso del gasto másico efectivamente se presenta en condiciones muy cercanas a las condiciones de supercavitación como ha sido visto por otros autores como Chaves *et al.* [9].

Ahora con el fin de observar la evolución de la zona de vapor en el sentido transversal del orificio, en la Figura 4.51 se representa la relación entre el ancho ocupado por el vapor y el ancho de la tobera a la entrada ( $W_v/W_e$ ). Hay que tener en cuenta que las toberas en estudio tienen un  $k$ -factor = 0 y por lo tanto  $W_o = W_e$ .

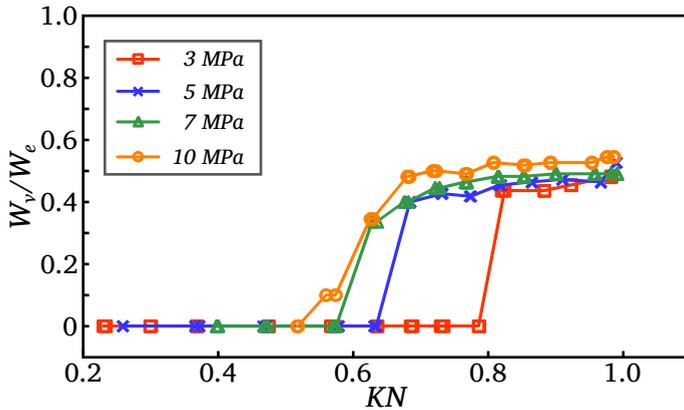


Figura 4.51: Tobera T1.  $W_v/W_e$  promedio en función de  $KN$  a diferentes presiones de inyección.

En esta figura se aprecia como una vez aparece la cavitación,  $W_v$  va incrementando conforme las condiciones se van haciendo más críticas y posteriormente se estabiliza en torno a un 50 % del ancho del orificio. Adicionalmente se observa que el máximo valor de  $W_v/W_e$  se escala con la presión de inyección, de forma que la zona cavitante ocupa una zona transversal al orificio un poco más amplia con el aumento de la presión de inyección.

Con el fin de apreciar un ejemplo de la evolución de la cavitación en el interior del orificio para la Tobera T1, en la Figura 4.52 se muestran imágenes a diferentes condiciones de contrapresión para la presión de inyección de 10 MPa. Con las otras presiones de inyección la evolución de la cavitación es similar aunque se va presentando a unas condiciones más críticas a medida que disminuye la presión de inyección.

### Tobera T2

Continuando con la tobera T2, en las Figuras 4.53 y 4.54 se muestra la evolución de  $L_c/L$  y  $W_v/W_e$  respectivamente en función de  $KN$  para las cuatro presiones de inyección.

Como se mostró previamente en la Tabla 4.4, aunque en la tobera T2 nunca llega a colapsar el gasto másico, si existe presencia de cavitación en el interior del orificio; aunque como se puede observar en las Figuras 4.53 y 4.54 es muy leve y se extiende a tan solo el 30 % de la longitud del orificio y menos del 20 % del ancho a la entrada del orificio. En la Figura 4.55 se muestra un ejemplo de la evolución del flujo interno para la tobera T2 a 10 MPa de presión de inyección.

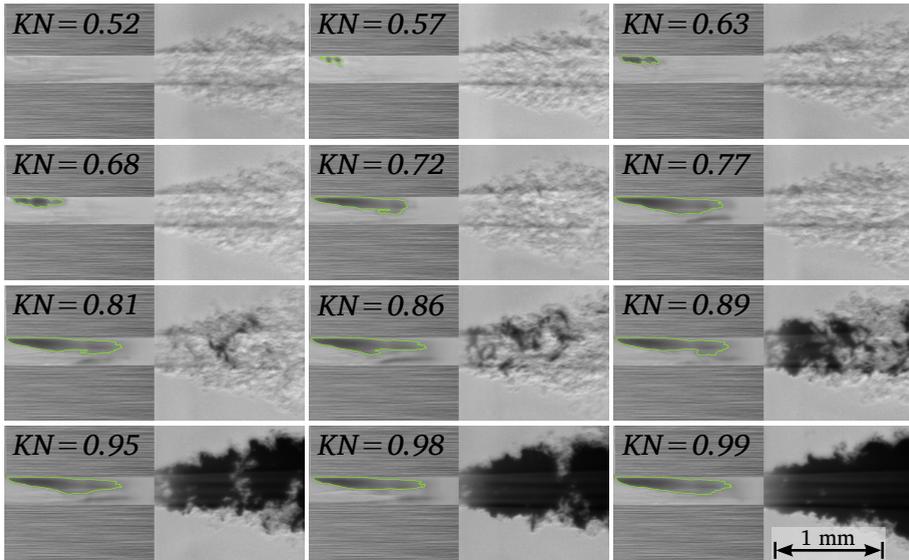


Figura 4.52: Evolución de la cavitación para la Tobera T1.  $p_i = 10$  MPa.

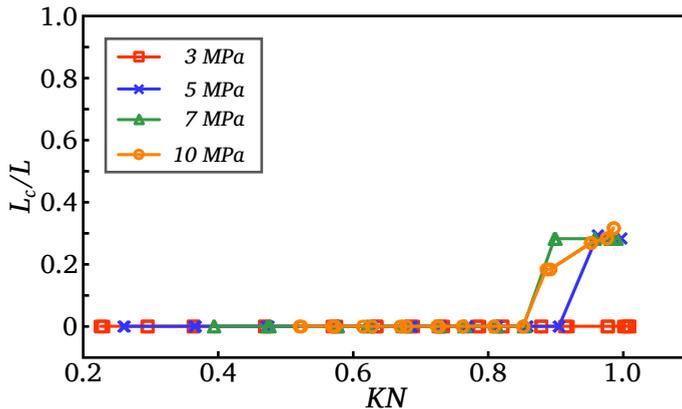


Figura 4.53: Tobera T2.  $L_c/L$  promedio en función de  $KN$  a diferentes presiones de inyección.

Retomando las simulaciones previas a la fabricación de las toberas (Figura 3.52, sección 3.7), se observó que a partir de un radio de acuerdo de  $40\ \mu\text{m}$  la cavitación tendía a desaparecer; sin embargo, aunque la tobera T2 tiene un radio de acuerdo lo suficientemente grande existe cavitación, lo cual pone de manifiesto que posiblemente algún otro factor está influyendo en la formación de la cavitación aparte de la geometría; como por ejemplo posibles irregula-

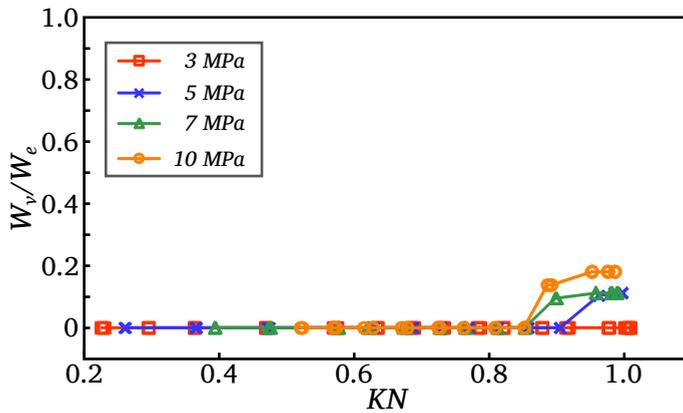


Figura 4.54: Tobera T2.  $W_v/W_e$  promedio en función de  $KN$  a diferentes presiones de inyección.

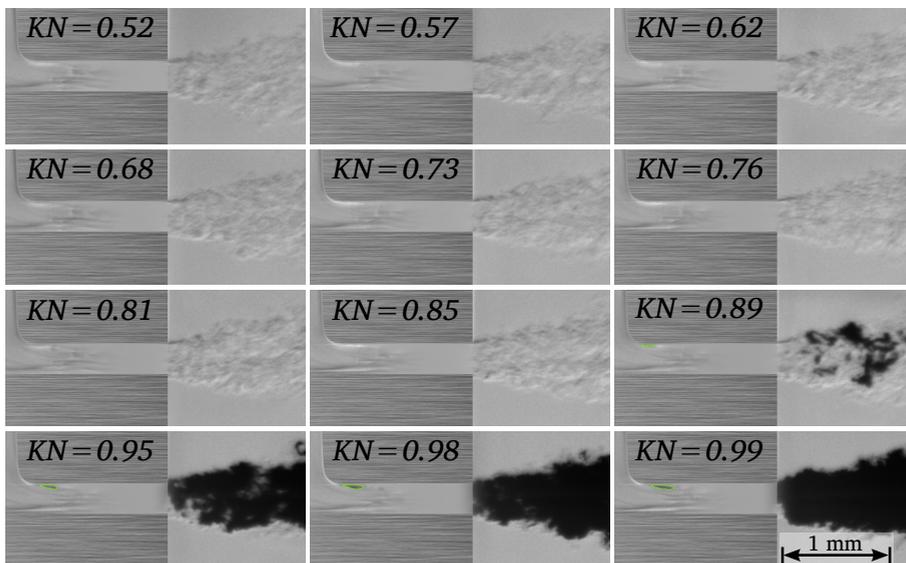


Figura 4.55: Evolución de la cavitación para la Tobera T2.  $p_i = 10$  MPa.

ridades superficiales, tal como fue observado por Chaves *et al.* [9] trabajando también con una tobera con entrada redondeada.

### Tobera T3

Dando paso a la Tobera T3, en las Figuras 4.56 y 4.57 se observa de forma similar la evolución de la cavitación en el interior del orificio. Adicionalmente,

en la Figura 4.58 se muestra la evolución de la cavitación para esta tobera a una presión de inyección de 10 MPa.

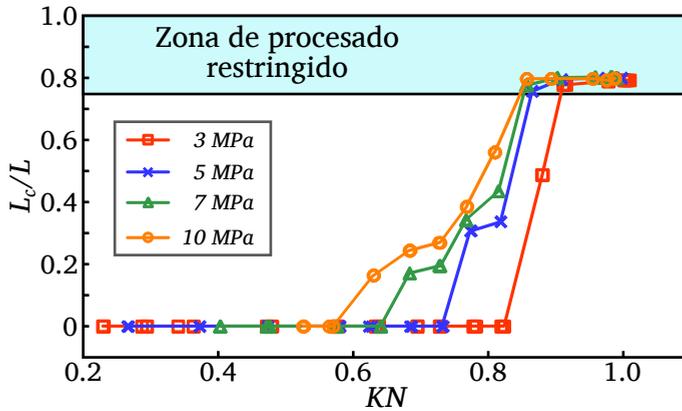


Figura 4.56: Tobera T3.  $L_c/L$  promedio en función de  $KN$  a diferentes presiones de inyección.

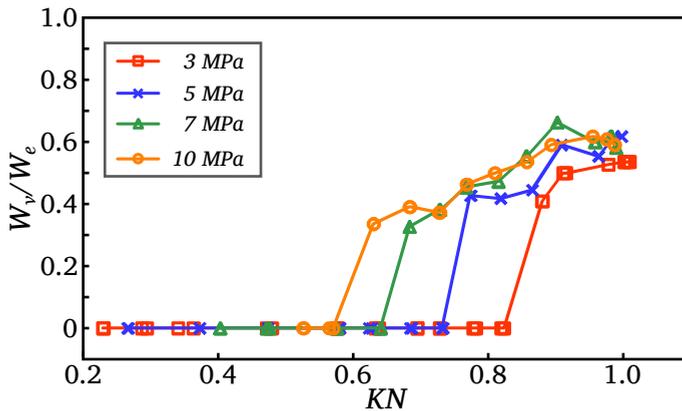


Figura 4.57: Tobera T3.  $W_v/W_e$  promedio en función de  $KN$  a diferentes presiones de inyección.

La tobera T3 es comparable con la tobera T1, puesto que el único parámetro geométrico que varía es la longitud del orificio. Así, al comparar los resultados de la evolución de la cavitación entre estas dos toberas, se puede observar en general que la evolución tanto de  $L_c/L$  como de  $W_v/W_e$  en la tobera T3 para todas las presiones de inyección se desplaza hacia la derecha (Figuras 4.56 y 4.57); es decir, aunque la evolución de las relaciones  $L_c/L$  y  $W_v/W_e$  es similar a la de la tobera T1 se da a unas condiciones más críticas y mirándolo

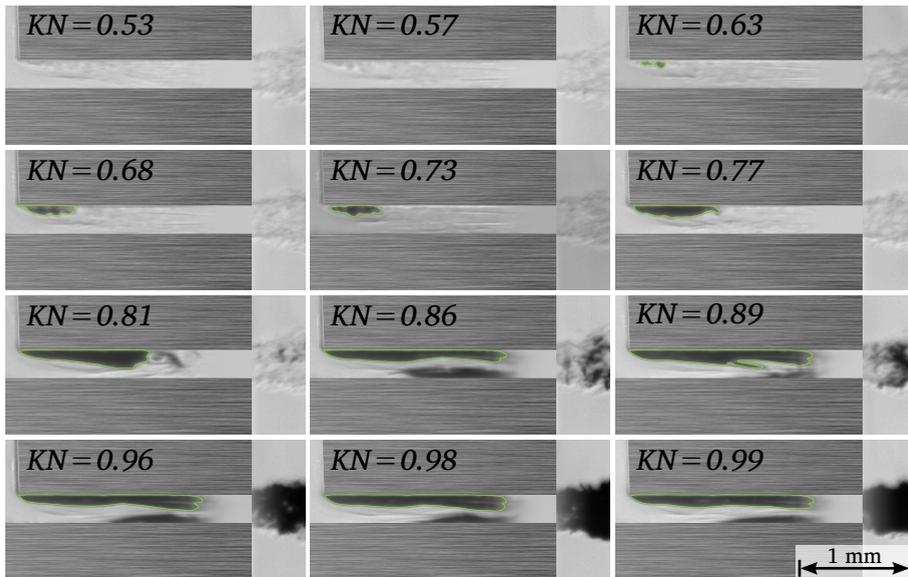


Figura 4.58: Evolución de la cavitación para la Tobera T3.  $p_i = 10$  MPa.

en términos de la relación  $L_c/L$ , la longitud de cavitación  $L_c$  se extiende de forma más rápida en la tobera T3. No obstante en la parte final de la sección se analizará más detenidamente la influencia de la longitud del orificio en la formación y evolución de la cavitación.

Por otro lado, de nuevo en la Figura 4.56 se observa que no es posible procesar la parte final del orificio por la presencia de micro-grietas formadas en las ventanas que conforman la tobera, aunque al igual que se explicó para la tobera T1 se supone la presencia de supercavitación relacionada con el colapso del gasto másico.

A continuación se presentarán los resultados para las toberas T4, T5 y T6. Éstos resultados son comparables con los de la tobera T1, ya que este conjunto de toberas son geométricamente similares ( $r_e$  nulo y  $L$  muy cercanos) y entre ellas únicamente varía el ancho del orificio  $W_o$ .

#### Tobera T4

Las Figuras 4.59 y 4.60 muestran los resultados del desarrollo de la cavitación para la tobera T4 y en la Figura 4.61 un esquema de la evolución de la cavitación para una presión de inyección de 10 MPa.

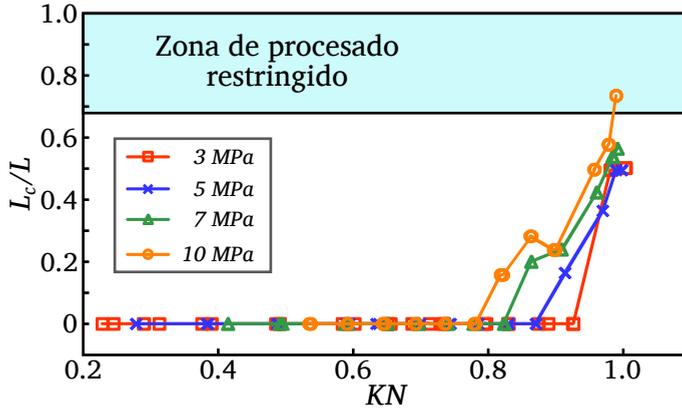


Figura 4.59: Tobera T4.  $L_c/L$  promedio en función de  $KN$  a diferentes presiones de inyección.

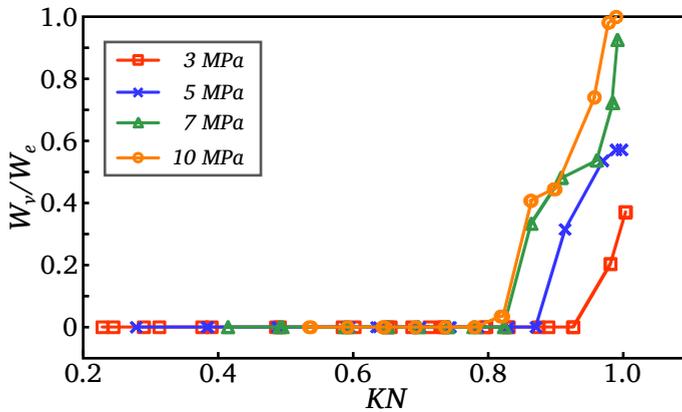


Figura 4.60: Tobera T4.  $W_v/W_e$  promedio en función de  $KN$  a diferentes presiones de inyección.

En esta tobera en particular, el ancho  $W_e$  es inferior a la profundidad del orificio  $t$  en un 40% aproximadamente y además se observa que la sección de vapor pareciese ocupar toda la sección del orificio en el caso de bajas presiones de descarga (por ejemplo  $KN = 0.99$  en la Figura 4.61).

Sin embargo, es importante aclarar que al visualizar la tobera no solo se observa la cavitación de un plano frontal sino la cavitación de toda la profundidad del orificio. Por lo tanto, el hecho que en las imágenes ocupe todo el ancho de la tobera no implica que no haya paso de combustible líquido, ya que si se observa la sección transversal del orificio es posible que la zona de

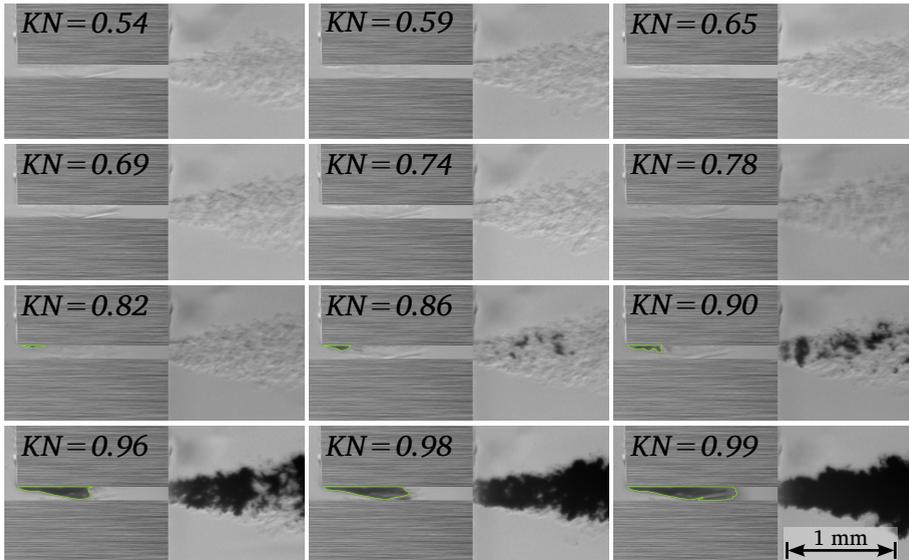


Figura 4.61: Evolución de la cavitación para la Tobera T4.  $p_i = 10$  MPa.

vapor tome una forma similar a la mostrada en la Figura 4.62.

Con el fin de intentar comprobar este hecho y darle una explicación se ha realizado una simulación en OpenFoam empleando el modelo validado por Martínez [10] y usando los valores geométricos de la Tabla 2.1 para el mallado de la tobera T4 a una presión de inyección de 10 MPa y 0.2 MPa en la descarga.

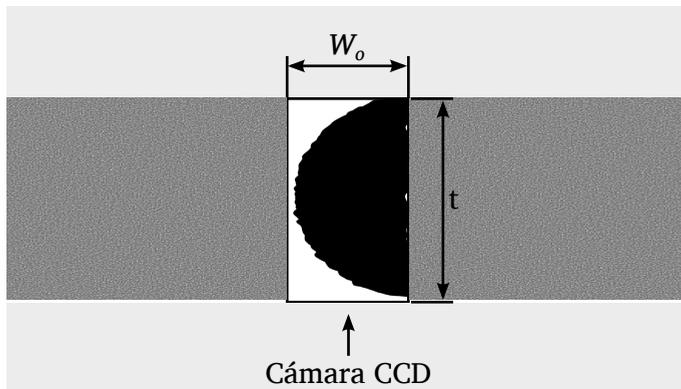


Figura 4.62: Hipótesis de la apariencia de la cavitación en la sección transversal del orificio.

En la Figura 4.63 se observa el resultado dado por el modelo para la tobera *T4* bajo estas condiciones de presión. Debido a las limitaciones del modelo, se observa que la cavitación nunca llega a acercarse al extremo opuesto de la pared, lo cual se puede deber al desconocimiento de la rugosidad exacta de las láminas que conforman el orificio u otras irregularidades que afectan la formación y extensión de la cavitación. No obstante se puede observar un máximo de la cavitación alcanzado en la zona media del orificio debido a los efectos de pared, lo cual indica que existe paso de combustible líquido por los extremos aunque la cavitación llegase a ocupar una mayor sección en la zona media transversal como ocurre experimentalmente.

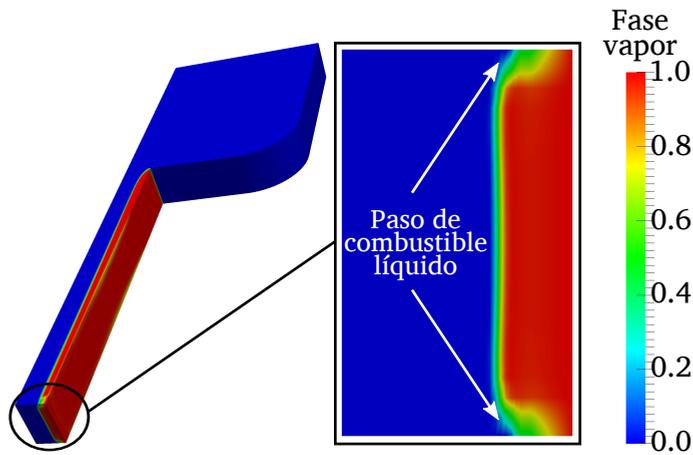


Figura 4.63: Perfil de la cavitación a la salida de la tobera *T4* simulando en flujo interno en OpenFOAM.  $p_i = 10 \text{ MPa}$ ,  $p_b = 0.2 \text{ MPa}$ .

### Toberas *T5* y *T6*

Los resultados de las toberas *T5* y *T6*, que tienen un ancho significativamente más grande que las toberas *T1* y *T4* (Tabla 3.5). En las Figuras 4.64, 4.65 y 4.66 se observa la evolución de la cavitación de la tobera *T5* y en las Figuras 4.67, 4.68 y 4.69 la evolución en la tobera *T6*.

Al igual que lo mostrado en la tobera *T1*, en las Figuras 4.64 y 4.67 se observa que la longitud desarrollada de la cavitación ( $L_c$ ) no se puede procesar hasta el final del orificio, debido a la presencia de micro-grietas en esta zona haciendo que el valor máximo de la relación  $L_c/L$  se estabilice en torno al 80% del orificio. Sin embargo, como se expuso en la tobera *T1*, lo más probable es que estas toberas alcancen supercavitación y que el colapso del gasto másico se

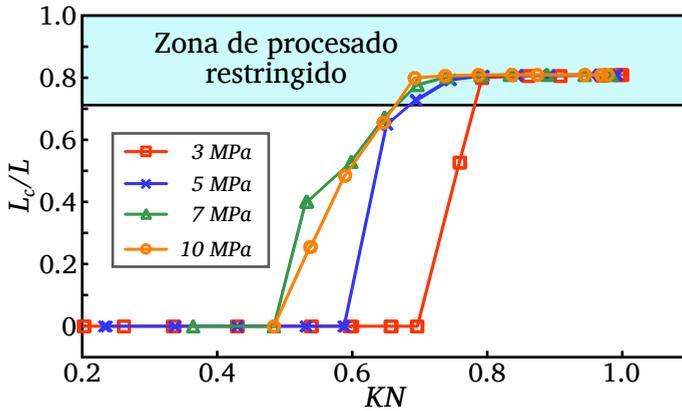


Figura 4.64: Tobera T5.  $L_c/L$  promedio en función de  $KN$  a diferentes presiones de inyección.

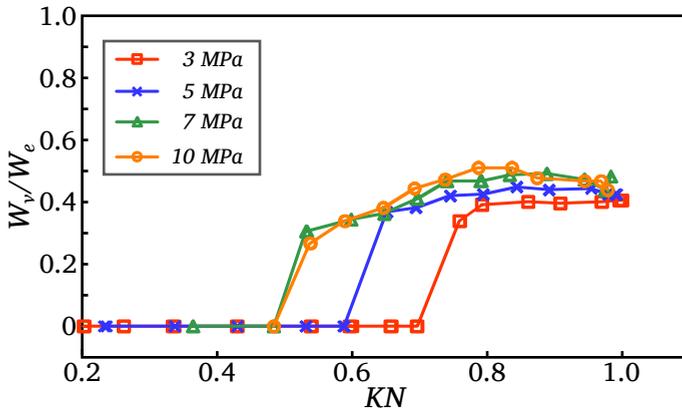


Figura 4.65: Tobera T5.  $W_v/W_e$  promedio en función de  $KN$  a diferentes presiones de inyección.

encuentre cercano a esta condición debido a la tendencia que muestran antes de que se establezca el valor de  $L_c/L$  a causa de las micro-grietas.

En cuanto a la extensión de vapor en la zona transversal, se observa que la relación  $W_v/W_e$  crece hasta alcanzar un valor máximo cercano al 40% para la tobera T5 y 30% para la tobera T6.

### Tobera T7

Por último, son presentados los resultados de la tobera T7 en las Figuras 4.70, 4.71 y 4.72. En esta tobera se observa que la influencia de la presión de

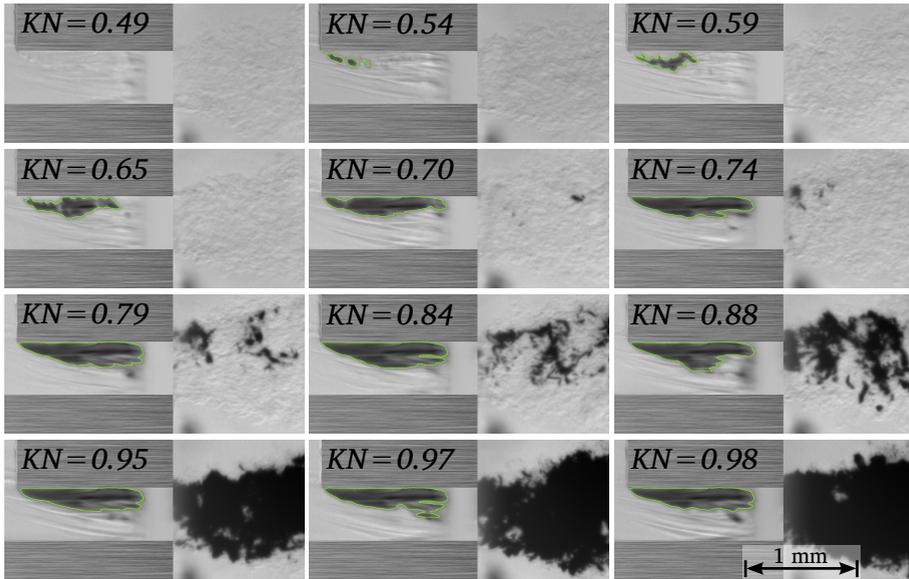


Figura 4.66: Evolución de la cavitación para la Tobera T5.  $p_i = 10$  MPa.

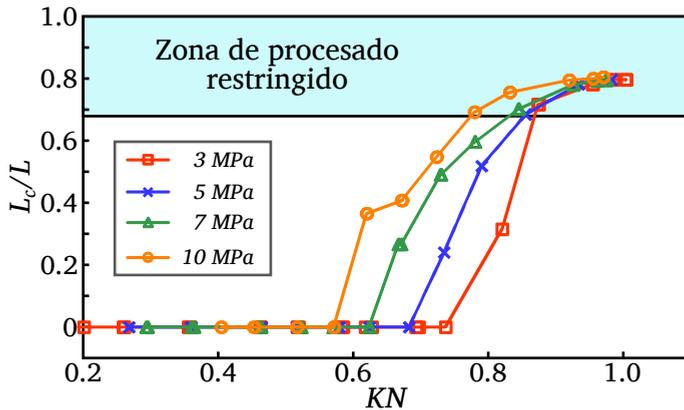


Figura 4.67: Tobera T6.  $L_c/L$  promedio en función de  $KN$  a diferentes presiones de inyección.

inyección en la evolución es menor en comparación con las demás toberas. Esto se debe principalmente a su gran sección de salida, que propicia la formación temprana de la cavitación incluso en condiciones poco severas permitiendo que la evolución de la cavitación en el interior del orificio también se desarrolle rápidamente acercándose así las diferentes líneas de presión de inyección, lo

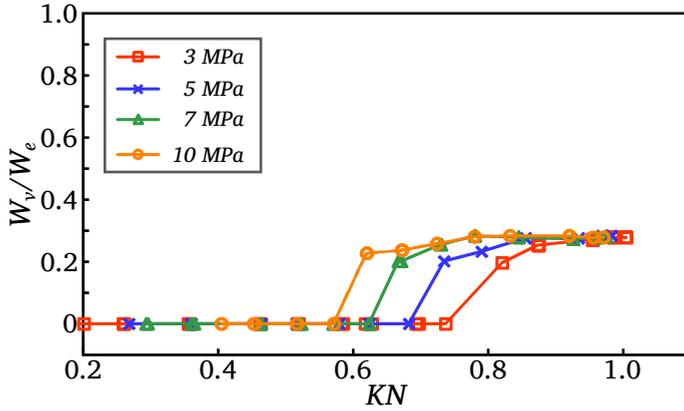


Figura 4.68: Tobera T6.  $W_v/W_e$  promedio en función de  $KN$  a diferentes presiones de inyección.

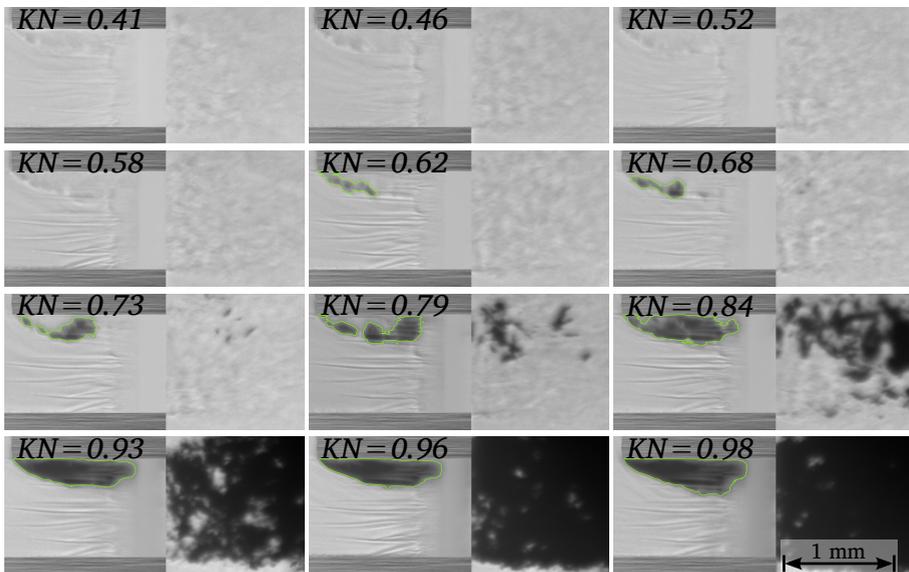


Figura 4.69: Evolución de la cavitación para la Tobera T6.  $p_i = 10$  MPa.

que conlleva a que el comportamiento tanto de  $L_c$  y como de  $W_v$  entre las diferentes presiones no varíe tanto como ocurría con las otras toberas.

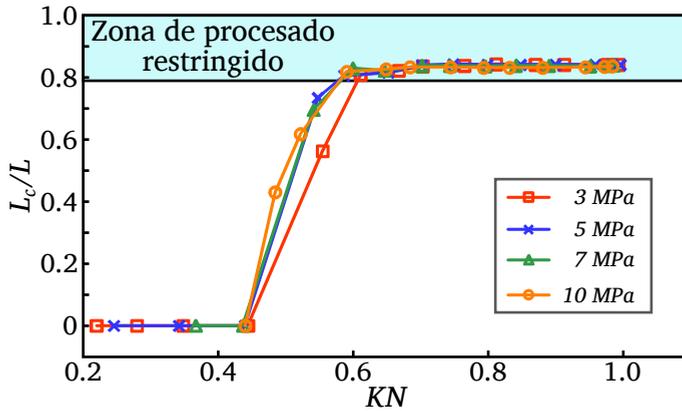


Figura 4.70: Tobera T7.  $L_c/L$  promedio en función de  $KN$  a diferentes presiones de inyección.

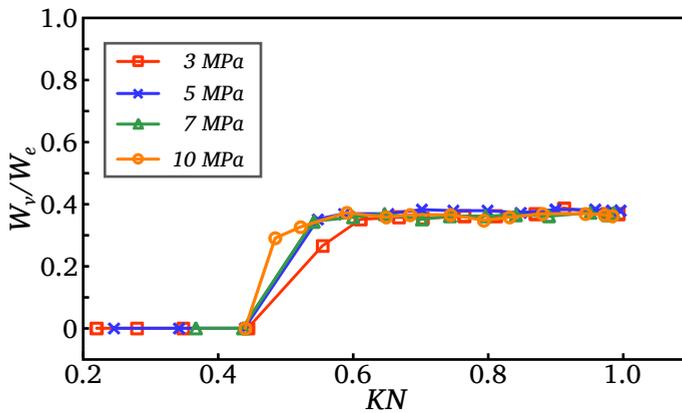


Figura 4.71: Tobera T7.  $W_v/W_e$  promedio en función de  $KN$  a diferentes presiones de inyección.

### Estudio comparativo

Finalmente con el propósito de llevar a cabo un comparativo entre las diferentes toberas y observar la influencia por separado de cada parámetro geométrico, relacionado con el análisis hecho en la caracterización hidráulica, a continuación se hace un análisis de cada parámetro por separado.

Para llevar a cabo este análisis, en las Figuras 4.73 y 4.74 se muestra la evolución de la relación  $L_c/L$  y el ancho de la zona de vapor ( $W_v$ ) respectivamente para la presión de inyección más elevada (10 MPa). Con las demás presiones ocurre algo similar a lo analizado con la presión de 10 MPa.

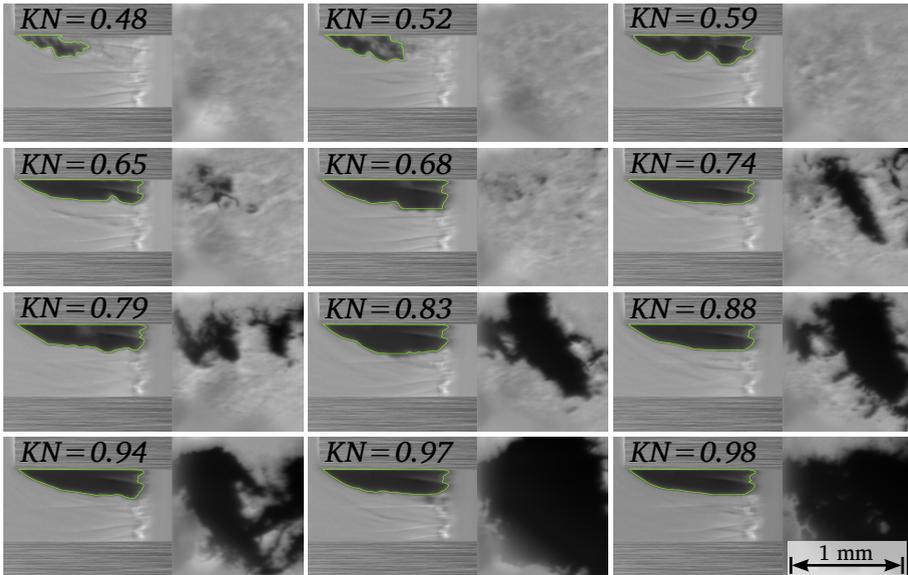


Figura 4.72: Evolución de la cavitación para la Tobera T7.  $p_i = 10$  MPa.

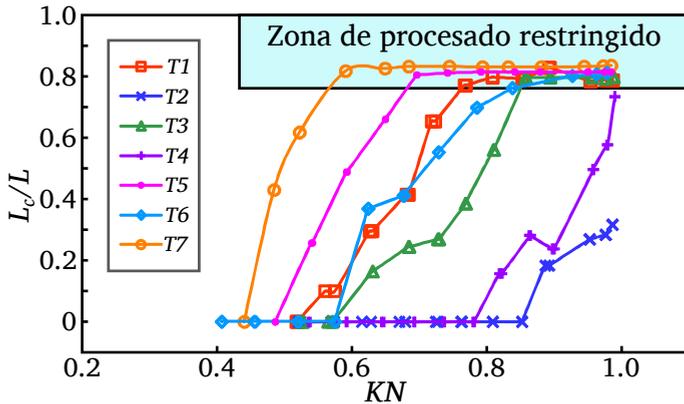


Figura 4.73:  $L_c/L$  promedio en función de  $KN$ .  $p_i = 10$  MPa

- Influencia del radio de acuerdo ( $r_e$ ).

Como se observa en la Figura 4.73 la tobera T2 necesita de unas condiciones críticas para empezar a cavitar y la cavitación se extiende a tan solo un 30% de su longitud total mientras que en la tobera T1 parece llegar hasta la parte final del orificio (aunque se visualiza un 80% de la longitud del orificio). Éstos datos resultan coherentes con los obtenidos

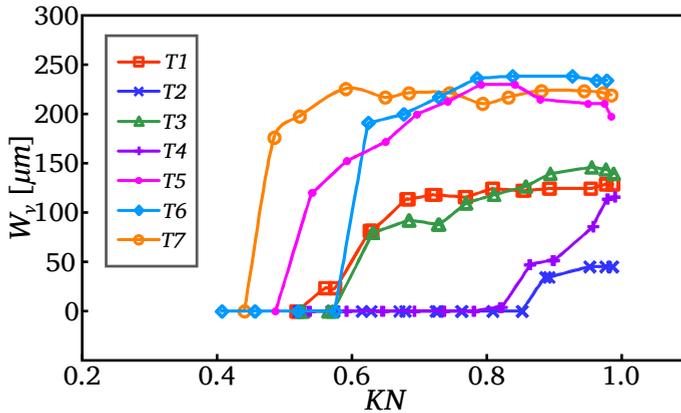


Figura 4.74:  $W_v$  promedio en función de KN.  $p_i = 10$  MPa.

en la caracterización hidráulica, mostrando el efecto de la supercavitación en el colapso del gasto másico (tobera T1).

Como se explicó en la sección 4.3.1, físicamente al tener un mayor radio de acuerdo, se tiene un cambio en la dirección del flujo menos abrupta y por tanto las zonas de recirculación y posterior formación de la cavitación se presenta únicamente a condiciones mucho más severas en comparación con una tobera sin radio de acuerdo.

En cuanto a la evolución de la cavitación en el sentido transversal del orificio, en la Figura 4.74 se observa algo similar que con la evolución longitudinal, mostrando que la cavitación en el caso de la tobera T2 se extiende a tan solo unas  $50 \mu\text{m}$  comparado con las  $100 \mu\text{m}$  a los que se extiende la tobera T1, resultado del cambio abrupto de la direccionalidad del flujo a la entrada del orificio en ésta última.

- Influencia de la longitud del orificio ( $L$ ).

Como se observa en la Figura 4.73 la tobera T3 requiere de unas condiciones más severas para una misma relación ( $L_c/L$ ), lo cual en términos absolutos significa que la longitud de cavitación ( $L_c$ ) se extiende más rápidamente en la tobera T3. Este efecto se puede apreciar en la Figura 4.75 donde se compara la evolución en valor absoluto entre las toberas T1 y T3.

Como se analizó en la caracterización hidráulica, la tobera T3 al tener una mayor relación  $L/D_h$  genera unas mayores pérdidas por fricción a través del orificio, lo cual para unas mismas condiciones en la descarga,

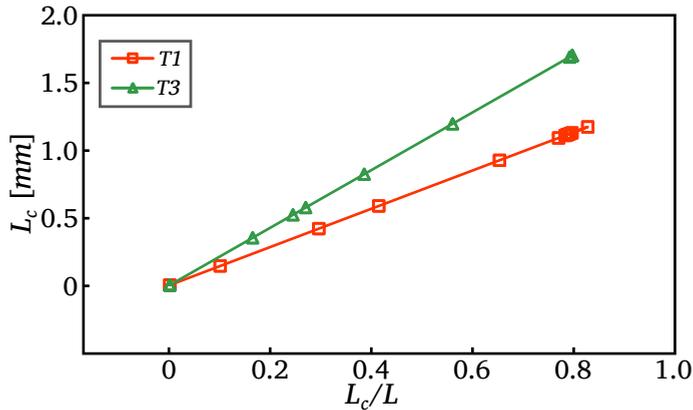


Figura 4.75: Comparativo de la evolución absoluta de  $L_c$  entre las toberas T1 y T3.  $p_i = 10$  MPa

afecta las condiciones a la entrada del orificio siendo éstas más severas en la tobera T3. Así, las condiciones críticas en la tobera T3 requieren de un régimen mayor, que a su vez le proporciona una mayor aceleración al flujo en el interior del orificio dando como resultado zonas de recirculación y una posterior cavitación con mayor extensión longitudinal.

En cuanto a la evolución transversal las diferencias son menos apreciables, puesto que al tener ambas un radio de acuerdo nulo, la direccionalidad del flujo a la entrada es similar haciendo que el ancho estabilizado de estas zonas de recirculación sea muy similar entre las dos toberas.

- Influencia de la sección de salida.

En cuanto a la influencia del ancho del orificio, se puede observar que hasta un determinado ancho, la aparición y evolución de la cavitación (tanto de  $L_c$  como de  $W_v$ ) se beneficia cuanto más grande es  $W_o$ . Sin embargo la tobera T6 nuevamente muestra un comportamiento diferente, como se mostró en la Figura 4.8.

Esto muestra que la evolución longitudinal y transversal de la cavitación de la tobera T6 requiere de unas condiciones más críticas debido a unas mayores pérdidas por fricción a pesar de tener unas menores pérdidas a la entrada en comparación con las toberas T1, T4 y T5.

Ahora para conocer la influencia de la sección de salida incluyendo la tobera T7, en la Figura 4.76 se observa el comportamiento del ancho de vapor máximo estabilizado,  $W_{v,max}$  (ver Figura 4.74) en función del

diámetro hidráulico ( $D_h$ ) de las toberas  $T1$ ,  $T4$ ,  $T5$ ,  $T6$  y  $T7$ , en la cuales la zona de vapor llega a estabilizarse en la dirección transversal del orificio. Esto pone de manifiesto que la extensión de la zona de vapor cuantificada a partir de  $W_{v,max}$  en las toberas de mayor dimensión no guarda una relación directa con la sección de salida; es decir, el comportamiento de  $W_{v,max}$  parece indicar que a partir de un determinado tamaño a la salida de la tobera la extensión de la cavitación en el sentido transversal del orificio tiene su propia escala y deja de depender del tamaño de la tobera.

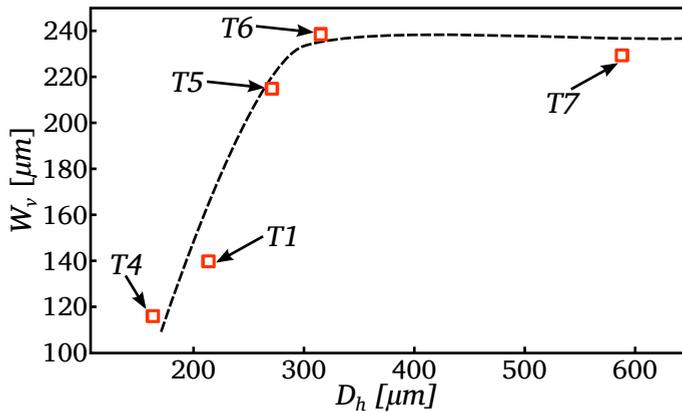


Figura 4.76:  $W_v$  máximo estable en función de  $D_h$ .  $p_i = 10$  MPa.

Lo anterior resulta de gran interés ya que muestra que a partir de una determinada sección de salida el valor de  $W_{v,max}$  se estabiliza. Así a medida que una tobera va incrementando su sección de salida, incrementa la extensión transversal de la cavitación lo cual hace que las pérdidas por fricción disminuyan; aunque al llegar a cierto tamaño de tobera la cavitación se estabiliza y las pérdidas por fricción no continúan disminuyendo.

Este hecho podría explicar el comportamiento de la tobera  $T6$  donde las pérdidas por fricción toman una mayor importancia al no seguir incrementando la extensión de la cavitación que facilita el paso del flujo al generar menos fricción con las paredes.

#### 4.4.3. Conclusiones

En el presente apartado se logró estudiar el comportamiento de la cavitación en el interior del orificio utilizando diferentes geometrías de toberas

planas asimétricas a partir de los parámetros  $L_c$  y  $W_v$ .

La tobera cilíndrica (tobera T8) no fue tomada en cuenta en este estudio debido a la imposibilidad de determinar a partir del procesado la extensión de la cavitación tanto longitudinal como transversalmente. Esto se debe a que la cavitación se forma alrededor del orificio y resulta complicado observar y definir una sola zona de vapor para observar su desarrollo. Así, como se puede observar en la Figura 4.77, la cavitación observada en la zona media representa la cavitación de la parte delantera y/o trasera de la tobera formando una zona oscura, haciendo imposible diferenciarlas.

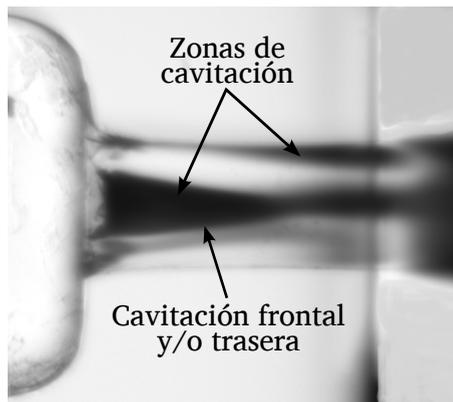


Figura 4.77: Zonas de cavitación formadas en la tobera cilíndrica (T8).

Por otro lado, tal como se comentó en la sección 3.7, la ventaja de trabajar con toberas asimétricas radica en lograr distinguir y caracterizar una única zona de vapor sin que se solapen zonas de vapor como se observó en la tobera simétrica de la Figura 3.51 impidiendo conocer la extensión de la cavitación.

Una vez se ha determinado el comportamiento del flujo en el interior del orificio a partir de la caracterización hidráulica y los ensayos de visualización, en la siguiente sección se estudiará la repercusión que tiene las propiedades del fluido a inyectar en la formación de la cavitación.

## 4.5. Influencia del combustible en el flujo interno

En las anteriores secciones se ha trabajado con gasoil comercial para conocer el comportamiento hidráulico y visualizar la cavitación de las diferentes toberas. El presente apartado tiene como objetivo conocer la influencia de usar diferentes combustibles en el comportamiento hidráulico y en la aparición y

extensión hasta la salida de la cavitación. Para este estudio, se ha usado la tobera cilíndrica (tobera T8, ver Figura 4.78) y cuatro combustibles diferentes: n-heptano, n-decano, n-dodecano y gasoil comercial. En la Tabla 4.7 se presenta un resumen de las principales propiedades consideradas en este estudio para los diferentes combustibles.

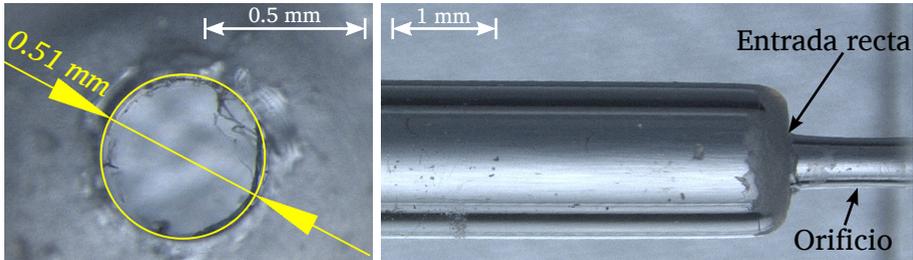


Figura 4.78: Vista inferior (izquierda) y vista lateral (derecha) de la tobera T8 obtenida en el microscopio.

Combustible	$\rho_f$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\nu_f@40^\circ\text{C}$ [cSt]	$p_v@40^\circ\text{C}$ [MPa]	$n$ [—]
n-heptano	666.93	0.49	0.012	1.387
n-decano	715.10	0.96	0.00049	1.417
n-dodecano	734.77	1.5	0.000058	1.427
Gasoil comercial	826.44	2.6	Despreciable	1.483 [11]

Tabla 4.7: Densidad, viscosidad, presión de vapor e índice de refracción de los combustibles utilizados.

Al igual que en la sección previa, los ensayos realizados en este apartado se han llevado a cabo usando como fluido de descarga combustible líquido, llenando la maqueta con el mismo combustible que se desea inyectar. Además para estos ensayos se ha trabajado con una única presión de raíl cercana a los 4 MPa (manteniendo la válvula reguladora de presión de inyección ubicada en el raíl en la misma posición para los cuatro combustibles y todos los puntos de operación) y un rango de presiones a la descarga desde 0.1 a 2.5 MPa. Se ha utilizado una única presión de raíl debido a que al utilizar combustibles menos viscosos y sin aditivos no es posible alcanzar presiones más elevadas sin repercusiones en el deterioro de la bomba de alta presión. Además las tendencias que muestren los resultados obtenidos a una única presión de inyección tendrán la misma tendencia a otros niveles de presión en cuanto a influencia del combustible y sus propiedades.

Estos ensayos han sido realizados con los combustibles puros; es decir, no han sido dopados con ningún otro fluido, con el fin de mantener las propiedades nominales de cada combustible. Adicionalmente, siempre que se cambió de un combustible a otro, la maqueta fue vaciada por completo, limpiando el conjunto de visualización y la maqueta en su interior; además, se puso en funcionamiento el sistema de inyección con el nuevo combustible y se desechó aproximadamente 2 l a la salida de la maqueta con el fin de eliminar la posible mezcla con restos del anterior combustible (ubicado en bombas, líneas, raíl, tobera, sistema de visualización, etc.).

#### 4.5.1. Caracterización hidráulica

Conociendo la geometría real de la tobera, a través de las imágenes tomadas en el microscopio (Figura 4.78) y realizando las medidas de gasto másico en flujo continuo, siguiendo la misma metodología mencionada en la sección 3.5.2 (manteniendo la presión de raíl y variando la contrapresión), es posible obtener la caracterización hidráulica de la tobera T8 con cada uno de los combustibles. Así en la Figura 4.79 se observa el comportamiento del gasto másico en función de la raíz de la diferencia de presiones para los cuatro combustibles ensayados.

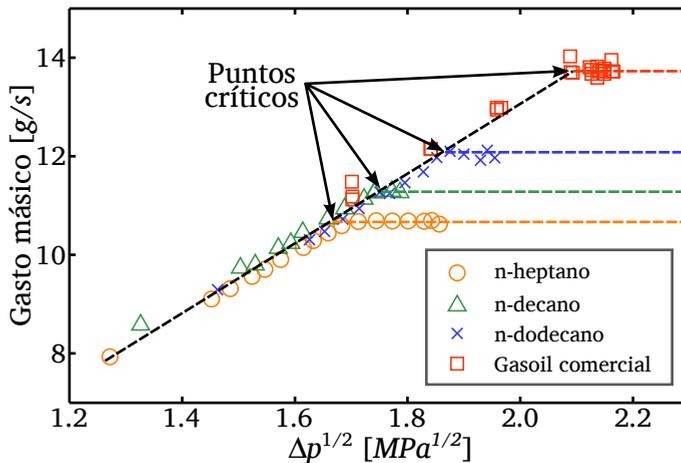


Figura 4.79: Gasto másico en función de la raíz de la diferencia de presiones para la tobera T8.  $p_i = 4 \text{ MPa}$

En esta figura se puede observar de nuevo la tendencia lineal que tiene el gasto másico ( $\dot{m}$ ) con la raíz de la diferencia de presiones ( $\Delta p^{1/2}$ ) antes de que ocurra el colapso del gasto másico, este

se mantiene constante y no varía con la raíz de la diferencia de presiones, de forma similar como se ha mostrado en las anteriores secciones. Sin embargo, en este caso resulta interesante ver como se escala el colapso del gasto másico al usar diferentes combustibles observando que entre si guardan cierta relación con las propiedades físicas mostradas en la Tabla 4.7.

Aunque en la Figura 4.79, para todos los combustibles, los puntos de no colapso se encuentran sobre una línea media común, cada combustible tienen su propia línea de incremento de  $\dot{m}$  en función de  $\Delta p^{1/2}$ . Haciendo un ajuste lineal (línea punteada en la Figura 4.79) en la zona de no colapso y buscando la intersección con el colapso del gasto másico para cada combustible, es posible determinar las condiciones críticas. Así, en la Tabla 4.8 se presenta la raíz de la diferencia de presiones crítica ( $\Delta p_{crit}^{1/2}$ ) y el número de cavitación crítico ( $K_{crit}$ ) para cada combustible, observando valores de  $K_{crit}$  más elevados para los combustibles que alcanzan el punto de colapso en condiciones menos críticas, como es el caso del n-heptano.

Combustible	$\Delta p_{crit}^{1/2}$ [MPa <sup>1/2</sup> ]	$K_{crit}$
n-heptano	1.68	1.23
n-decano	1.74	1.18
n-dodecano	1.88	1.15
Gasoil comercial	2.09	1.08

Tabla 4.8: Condiciones críticas de colapso de gasto másico para la tobera T8.

Una vez se ha determinado el flujo másico de combustible y conociendo la geometría de la tobera y la densidad de cada combustible, es posible determinar el coeficiente de descarga ( $C_d$ ) a partir de la ecuación 2.9. En la Figura 4.80 se muestra la evolución del coeficiente de descarga en función del número de Reynolds y se puede observar como el coeficiente de descarga incrementa continuamente con el número de Reynolds y tiene un valor máximo asintótico tomando en cuenta solo los puntos antes del colapso, similar a lo presentado en la sección 4.3 a distintas presiones de inyección. Así, la correlación mostrada en la ecuación 4.5 sigue siendo válida, aunque los valores de los coeficientes para la tobera T8 tengan un valor diferentes como se pueden ver en la Tabla 4.9 obteniendo un  $R^2 = 91.58\%$ .

Sin embargo, cuando el gasto másico colapsa, el coeficiente de descarga presenta un brusco descenso. Como se ha mencionado en secciones previas, en estas condiciones el coeficiente de descarga depende principalmente del número de cavitación ( $K$ ) y se ajusta linealmente con la raíz cuadrada de éste

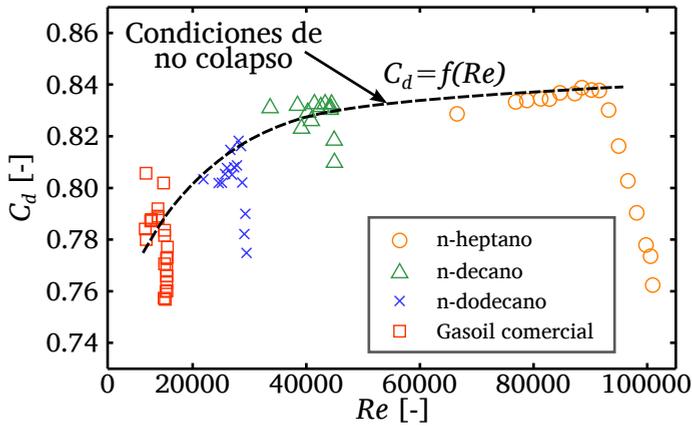


Figura 4.80:  $C_d$  en función de  $Re$  para la tobera T8.  $p_i = 4\text{ MPa}$

Coefficiente	Valor estimado	Lim. inferior	Lim. superior
$C_{dmax}$	0.839	0.837	0.840
A	49595.4	49595.4	49595.4
B	33389.0	33389.0	33389.0

Tabla 4.9: Valores estimados e intervalos de confianza de la correlación del coeficiente de descarga en función del número de Reynolds para la tobera T8.  $R^2 = 91.58\%$

número adimensional ( $K^{1/2}$ ) como se muestra en la Figura 4.81. Puesto que sigue teniendo la misma tendencia lineal, la correlación mostrada de la ecuación 4.9 es válida determinando así los nuevos valores para los coeficientes  $C$  y  $F$  como se muestran en la Tabla 4.10 obteniendo un  $R^2 = 94.24\%$ .

Coefficiente	Valor estimado	Lim. inferior	Lim. superior
$C$	0.851	0.760	0.942
$F$	-0.096	-0.189	-0.002

Tabla 4.10: Valores estimados e intervalos de confianza de la correlación del coeficiente de descarga en función del número de cavitación para la tobera T8.  $R^2 = 94.24\%$

### Influencia de las propiedades del combustible

Con el fin de estudiar la influencia del combustible, a partir de sus propiedades físicas, en el colapso del gasto másico se empieza por conocer el impacto

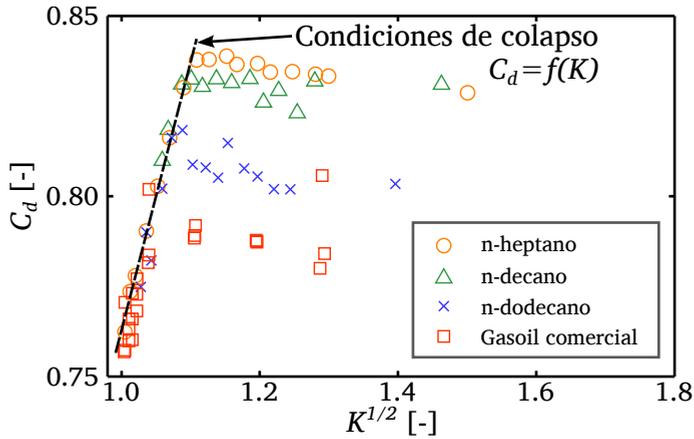


Figura 4.81:  $C_d$  en función de  $K^{1/2}$  para la tobera T8.  $p_i = 4 \text{ MPa}$

que tiene la presión de vapor  $p_v$  en el número de cavitación  $K$ , ya que como se explico en la sección 2.4 una vez el combustible alcanza la presión de vapor este cambia de fase formando la cavitación. Así, en la Figura 4.82 se muestra la variación del número de cavitación con la caída de presión ( $\Delta_p$ ) para dos presiones de vapor diferentes, correspondientes a los valores del gasoil comercial y n-heptano (valores extremos de los combustibles usados en los ensayos). En esta figura se observa claramente que la influencia de la presión de vapor de los combustibles utilizados en el número de cavitación es prácticamente despreciable, lo cual se debe a que los valores de  $p_v$  son mucho menores comparados con los valores de  $p_i$  y  $p_b$  y todos con un valor cercano a cero.

Una vez se ha determinado la poca influencia que tiene la presión de vapor de los combustibles ensayados, se procede a estudiar la influencia de la densidad y la viscosidad de los mismos.

Como se mostró en la sección 4.3, al igualar las ecuaciones 4.5 y 4.9 se obtiene la ecuación 4.14, la cual define el número de cavitación crítico en función del número de Reynolds. Así, usando los coeficientes tabulados en las Tablas 4.9 y 4.10 es posible determinar la correlación para la tobera T8 del número de cavitación crítico ( $K_{crit}$ ) en función de  $Re$ .

Sin embargo para conocer la influencia de la densidad y la viscosidad, es importante en este punto recordar que el número de Reynolds depende tanto de la geometría del orificio de descarga, la caída de presión a través del orificio y las propiedades del combustible (densidad,  $\rho_f$  y viscosidad,  $\nu_f$ ) como se muestra en la ecuación 4.17. De esta forma, para una misma tobera y mismas condiciones de presión, un combustible con una densidad y viscosidad

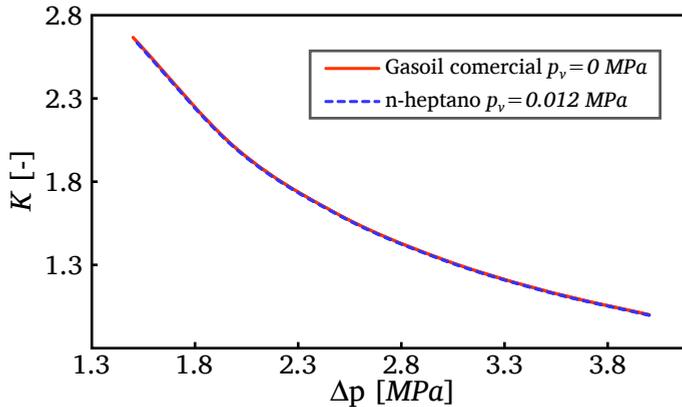


Figura 4.82: Influencia de la caída de presión y de la presión de vapor en el número de cavitación.

más elevada (por ejemplo gasoil comercial) generará un  $Re$  menor comparado con un combustible con una densidad y viscosidad más baja (por ejemplo n-heptano), lo cual afecta directamente las condiciones críticas que generan el colapso del gasto másico como se observó en la Figura 4.79.

$$Re = \frac{u_o D_o}{\nu_f} \approx \frac{D_o (2 \cdot \Delta p)^{1/2}}{\rho_f^{1/2} \nu_f} \quad (4.17)$$

Con el fin de conocer el grado de influencia de cada propiedad (densidad y viscosidad) por separado, se ha tomado en cuenta la ecuación 4.17 en la correlación de la ecuación 4.5 para determinar el comportamiento del coeficiente de descarga en función de la viscosidad para dos densidades fijas (límites superior e inferior de los combustibles ensayados) y una presión de inyección de 4 MPa como se muestra en la Figura 4.83. Se puede observar en esta figura la gran influencia que tiene la viscosidad en el coeficiente de descarga y la poca influencia por parte de la densidad en el rango de los combustibles ensayados. Además este comportamiento está relacionado con lo mostrado en la Figura 4.80, mostrando que usando combustibles con una menor viscosidad se obtienen mayores regímenes.

De la misma forma, teniendo en cuenta la ecuación 4.17, la correlación de la ecuación 4.14 se puede escribir en función de las propiedades del combustible como se muestra en la ecuación 4.18. Así se podrá conocer la influencia de la viscosidad y la densidad del combustible en el número de cavitación crítico, logrando incluso predecir las condiciones críticas de colapso usando otros

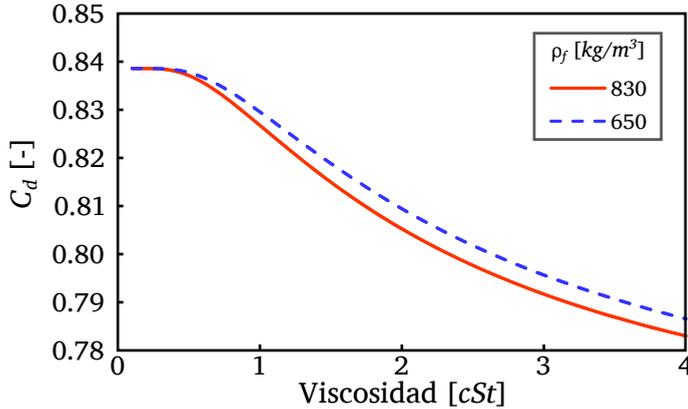


Figura 4.83:  $C_d$  en función de la viscosidad para dos densidades diferentes.  $p_i = 4 \text{ MPa}$

combustibles dentro del rango de densidades y viscosidades del presente estudio.

$$K_{crit} = \left\{ \frac{C_{dmax} \cdot \tanh \left[ \frac{(Re=f(\rho_f, \nu_f)) + A}{B} \right] - F}{C} \right\}^2 \quad (4.18)$$

Aplicando la correlación anterior, es posible realizar un mapa de contornos como se muestra en la Figura 4.84, donde se presenta el número de cavitación crítico ( $K_{crit}$ ) en función de la densidad ( $\rho_f$ ) y la viscosidad ( $\nu_f$ ) del combustible. Se puede observar a primera vista que la viscosidad tiene mayor influencia (en comparación con la densidad) en el número de cavitación crítico ( $K_{crit}$ ) para una misma presión de inyección ( $p_i$ ), lo cual era de esperarse por la tendencia mostrada anteriormente en la Figura 4.83 para el coeficiente de descarga.

En resumen, a partir de la caracterización hidráulica se ha logrado conocer que la influencia de la densidad ( $\rho_f$ ) en el número de cavitación crítico ( $K_{crit}$ ) es casi despreciable para los combustibles ensayados, los cuales abarcan el rango de propiedades empleado normalmente en sistemas de inyección Diesel. De esta forma, se puede afirmar que combustibles con una menor viscosidad tendrán una mayor tendencia a cavitarse, ya que para las mismas condiciones aguas arriba del orificio, necesita de unas condiciones menos críticas en la descarga (mayores  $p_b$ ) para llegar a colapsar el gasto másico o dicho de otra

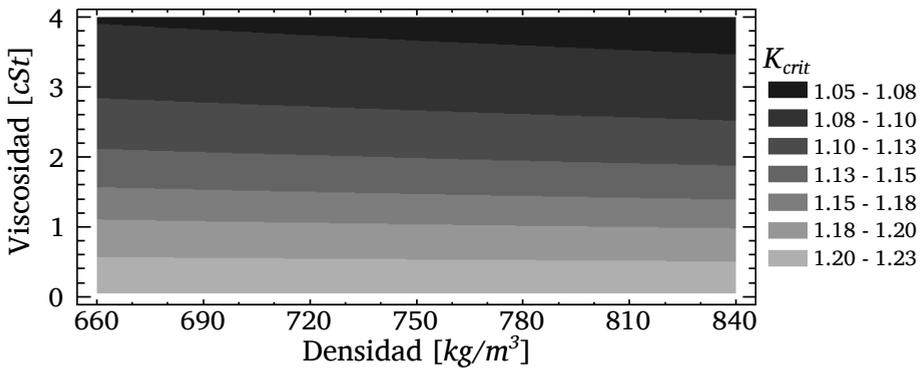


Figura 4.84: Mapa de contorno de  $K_{crit}$  en función de la densidad,  $\rho_f$  y viscosidad del combustible,  $\nu_f$ .  $p_i = 4$  MPa

manera combustibles con menor viscosidad presentan números de cavitación críticos más elevados.

Físicamente, este comportamiento está dado por la variación de las pérdidas de carga que se presentan tanto a la entrada como en el interior del orificio al trabajar con diferentes combustibles. Así un combustible con mayor viscosidad, en su paso por el orificio le costará más fluir en el interior como consecuencia de los mayores esfuerzos cortantes generados sobre el fluido, frenando el paso del núcleo líquido, siendo necesarias unas condiciones más críticas para generar zonas de recirculación que repercuten en la formación de la cavitación y el posterior colapso del gasto másico.

#### 4.5.2. Visualización en atmósfera líquida

En el apartado anterior se realizó la caracterización hidráulica de la tobera cilíndrica (tobera T8) para cuatro combustibles diferentes manteniendo la presión de inyección cercana a 4 MPa y presiones de descarga en el rango de 0.1 a 2.5 MPa. De forma simultánea a estos ensayos se han obtenido imágenes del flujo interno y en los primeros milímetros a la salida del orificio, que como se mostró en la sección 4.3 permiten detectar tanto la cavitación incipiente como las burbujas de cavitación que abandonan el orificio al inyectar en una atmósfera líquida.

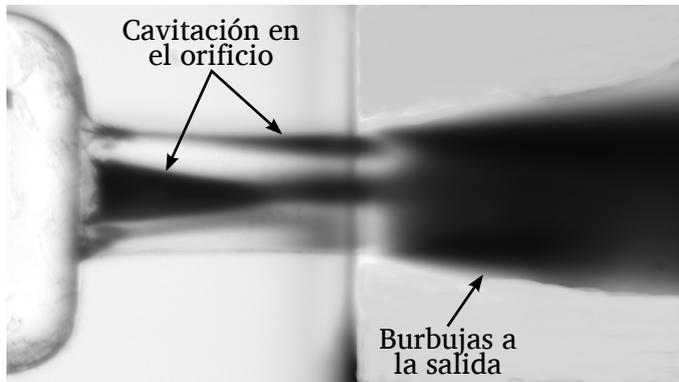
El propósito de la visualización del flujo interno utilizando diferentes combustibles, tiene los siguientes objetivos:

- Detectar la cavitación incipiente y las primeras burbujas a la salida del orificio. Fijando la presión de inyección, se hace un barrido de contra-

presiones hasta detectar los puntos críticos donde aparece cavitación por primera vez tanto en el interior del orificio como a la salida.

- Determinar y comparar los números de cavitación críticos  $K_{crit,i}$  y  $K_{crit,v}$  con el número de cavitación crítico ( $K_{crit}$ ) conseguido a partir del colapso másico para los cuatro combustibles.
- Conocer la influencia del combustible en la aparición de la cavitación en el interior del orificio y en las primeras burbujas a la salida del mismo.

En la Figura 4.85 se muestra un ejemplo de las imágenes obtenidas, donde las zonas oscuras representan la cavitación en el interior del orificio y las burbujas a la salida.



*Figura 4.85: Ejemplo de imagen sin procesar de la tobera cilíndrica inyectando gasoil comercial.*

A diferencia de las imágenes obtenidas con las toberas planas, se observa que los alrededores del orificio son blancos, ya que el orificio se fabrica en el medio de la ventana de cuarzo; material que permite el paso de la luz por los alrededores del orificio a diferencia de las toberas planas donde el orificio está formado por unas finas láminas de hojalata que no dejan pasar la luz. Otra gran diferencia es que la cavitación se genera en diferentes zonas alrededor de la pared del orificio, a diferencia de las toberas planas, diseñadas para que se genere solo en uno de los bordes con el fin de apreciar su desarrollo. Por lo tanto, la cavitación que se observa en el centro de la tobera cilíndrica (ver Figura 4.85) es una combinación entre la cavitación que se forma en la parte frontal y/o trasera del orificio. Además, se observa que en esta tobera en particular, la cavitación siempre aparece en la misma zona, lo que pone de manifiesto la

influencia de las irregularidades a la entrada del orificio en la formación de la cavitación, tal como ha sido observado por otros autores [9, 12].

En la Figura 4.86 se muestra un comparativo entre los cuatro combustibles en el momento en que se presenta la cavitación incipiente. Para cada combustible la imagen de la izquierda es la imagen original y la imagen de la derecha es la imagen procesada con el fin de eliminar el fondo y ver únicamente la cavitación en el interior. Observando el número de cavitación crítico ( $K_{crit,i}$ ) determinado para cada combustible, se puede ver que el combustible más propenso a cavitar es el n-heptano, seguido del n-decano, n-dodecano y finalmente del gasoil comercial, es decir se sigue guardando la misma tendencia presentada en la caracterización hidráulica, aunque a unas condiciones menos críticas.

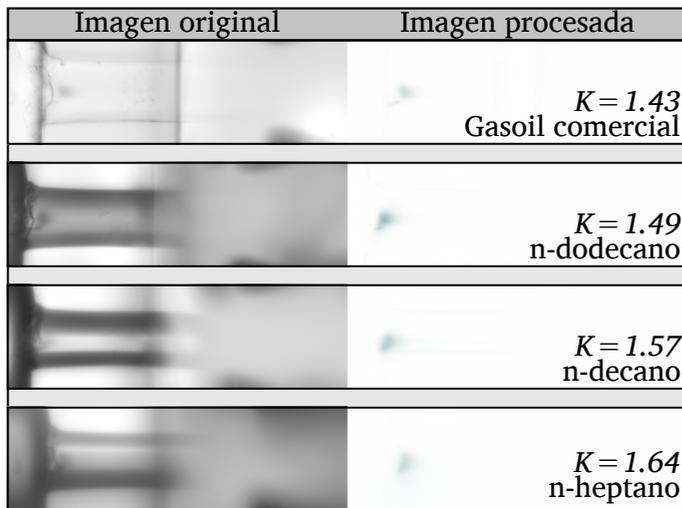


Figura 4.86: Imágenes de cavitación incipiente para cada combustible.  $p_i = 4$  MPa.

En esta figura también se observa la diferencia entre la calidad de las imágenes obtenidas con los diferentes combustibles. Dado que la ventana de cuarzo que compone la tobera cilíndrica tiene un índice de refracción de 1.463 a una longitud de onda de 486 nm [13, 14] y de acuerdo a la Tabla 4.7, el combustible que más se acerca a este valor es el gasoil comercial, lo cual se ve reflejado en la calidad más alta para el gasoil comercial en comparación con los demás combustibles (Figura 4.86) en términos de menores distorsiones con el paso de la luz, llegando incluso a ser poco perceptibles los bordes del orificio.

Lo contrario ocurre con los demás combustibles; a medida que el valor del índice de refracción del combustible se aleja del índice de refracción del cuarzo, los bordes del orificio se aprecian más gruesos (debido a la desviación de la luz), lo cual disminuye la calidad de las imágenes y dificulta observar la aparición de la cavitación en su interior.

Posteriormente se encuentran las condiciones críticas en el momento que aparecen las primeras burbujas a la salida del orificio ( $K_{crit,v}$ ) y de nuevo la tendencia mostrada tanto en el criterio de colapso del gasto másico como en el criterio de la cavitación incipiente se mantiene; es decir, el combustible más propenso a la aparición de burbujas a la salida de la tobera es el n-heptano y el menos propenso es el gasoil comercial.

La Figura 4.87 muestra la evolución de la cavitación a medida que cambia la presión de descarga, usando como combustible gasoil comercial. En cada condición de la Figura 4.87 se muestra la imagen original (izquierda) y la imagen procesada (derecha) y se especifica en esta última los números de cavitación en cada condición incluyendo las condiciones críticas de cavitación incipiente, aparición de las primeras burbujas a la salida y colapso del gasto másico. Además se observa que el colapso del gasto másico se presenta una vez la cavitación se ha desarrollado por todo el orificio (supercavitación). La misma situación ocurre con los demás combustibles aunque a unas condiciones menos críticas y unas imágenes de menor calidad por la influencia del índice de refracción.

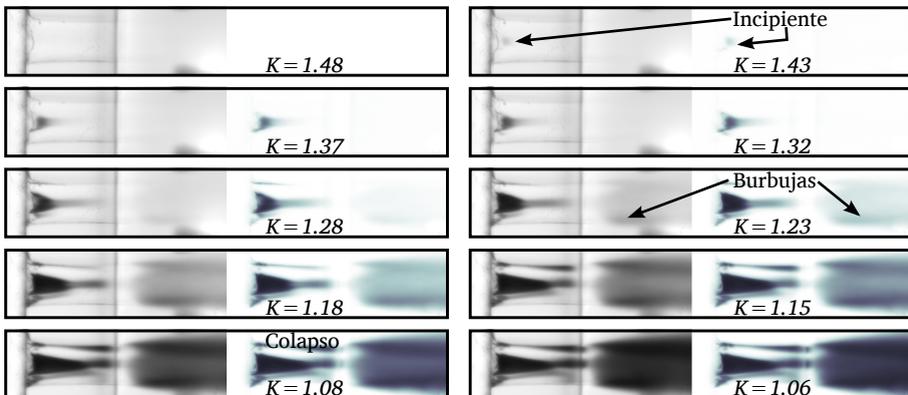


Figura 4.87: Evolución de la cavitación usando gasoil comercial.  $p_i = 4$  MPa.

En la Tabla 4.11 se resumen los números de cavitación críticos para cada combustible y criterio utilizado. Analizando estos datos tabulados, se observa

como se escalan los números de cavitación críticos en función de cada criterio de forma similar a lo mostrado en la sección 4.3; es decir, las primeras burbujas a la salida aparecen antes del colapso másico y la cavitación incipiente antes de la aparición de las burbujas.

Combustible	$K_{crit}$	$K_{crit,v}$	$K_{crit,i}$
n-heptano	1.23	1.33	1.64
n-decano	1.18	1.29	1.57
n-dodecano	1.15	1.26	1.49
Gasoil comercial	1.08	1.23	1.43

Tabla 4.11: Números de cavitación críticos usando diferentes criterios.

De hecho, para observar la variación de  $K$  en función de  $Re$  en función de cada criterio, en la Figura 4.88 se grafican los puntos críticos de colapso másico, cavitación incipiente y aparición de las burbujas para cada combustible mostrando su similitud con la Figura 4.48 de la sección 4.3 en cuanto al escalado de los criterios se refiere; es decir, la cavitación incipiente y las primeras burbujas a la salida de la tobera se presentan a unas condiciones menos críticas que el colapso del gasto másico.

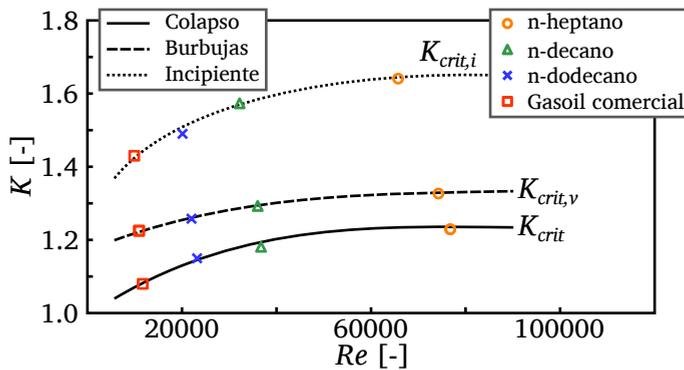


Figura 4.88:  $K$  en función de  $Re$  para todos los combustibles y tres criterios críticos: colapso másico, burbujas en la salida y cavitación incipiente.

Por otra parte se puede concluir que el colapso del gasto másico y la aparición de las primeras zonas de vapor en el interior del orificio dependen del número de Reynolds, el cual puede ser variado cambiando de combustible como se observó en la presente sección o variando la presión de inyección como se mostró con las toberas planas obteniendo resultados similares.

Resumiendo, en el presente apartado se ha podido observar a partir de las imágenes adquiridas con la técnica de visualización, que el orden de los combustibles desde el menos propenso hasta el más propenso a cavitarse se mantienen independiente del criterio que se utilice. Sin embargo se observó la influencia que tiene el índice de refracción en la calidad de las imágenes y de forma similar al estudio realizado en la sección 4.3, se observó que la cavitación incipiente y las burbujas a la salida del orificio se presentan antes del colapso del gasto másico; es decir, se presenta cavitación en el interior del orificio incluso cuando el gasto másico aún es linealmente dependiente de la raíz de la diferencia de presiones, tal como ha sido mostrado por otros autores a través de toberas transparentes [7], toberas reales [4] y estudios computacionales [15].

## 4.6. Conclusiones

En el presente capítulo se ha estudiado el fenómeno de la cavitación en el interior de toberas de inyección Diesel, así como la influencia del combustible en la formación de la cavitación. Para llevar a cabo este estudio inicialmente se han calculado las pérdidas de carga de cada tobera y posteriormente se ha realizado la medida del gasto másico en flujo continuo, descrita en la sección 3.6 y la técnica para la visualización de la cavitación en el interior y aguas abajo del orificio, descrita en la sección 3.5.2 de la presente tesis para caracterizar el flujo cavitante.

Este fenómeno, si bien ha sido estudiado ampliamente a lo largo de los últimos años, presenta aún incertidumbres importantes debido a la dificultad de estudiar experimentalmente el flujo a alta velocidad y en orificios tan pequeños como los existentes en toberas de inyección Diesel. Para abordar este estudio se ha decidido diseñar y construir una serie de modelos de toberas transparentes simplificados, de forma que se ha podido disponer de un amplio elenco de geometrías. Sobre estas toberas se ha utilizado la técnica de visualización a alta resolución espacial con el fin de detectar la cavitación en el interior del orificio y las burbujas a la salida del mismo de forma simultánea a la caracterización hidráulica, inyectando siempre en una atmósfera líquida. El análisis de estos resultados y su comparación con los datos de flujo másico estacionario da lugar a las siguientes conclusiones:

- Se determinó la influencia que tiene la presión de inyección en el colapso del gasto másico, mostrando que a medida que la presión de inyección ( $p_i$ ) es mayor incrementa el número de Reynolds ( $Re$ ) favoreciendo la

turbulencia en el interior del orificio, lo cual hace la tobera sea más propensa a cavitarse requiriendo unas condiciones menos críticas en la descarga (mayor  $p_{bcrit}$ ).

- Se logró estudiar la influencia de la geometría en la tendencia a cavitarse de una tobera. Así se pudo observar que toberas con mayor radio de acuerdo ( $r_e$ ), mayor longitud de orificio ( $L$ ) y menor sección de salida ( $W_o$  y/o  $D_h$ ) son menos propensas a cavitarse. Esta tendencia ha sido analizada y se relaciona físicamente con unas mayores pérdidas a la entrada (en el caso de menores radios de acuerdo y menores secciones a la entrada) y unas mayores pérdidas por fricción al incrementar la longitud del orificio.

No obstante, se pudo observar que a partir de un determinado tamaño de sección, las pérdidas por fricción empiezan a tener mayor relevancia necesitando de unas condiciones más críticas para que el gasto másico colapse como es el caso de la tobera  $T6$ . Esto se encuentra relacionado con unos mayores números de cavitación críticos ( $K_{crit}$ ) conforme incrementa el número de Reynolds ( $Re$ ).

- Si bien el colapso de flujo másico ha sido utilizado frecuentemente como criterio para detectar el inicio de la cavitación, se han detectado que los primeros indicios de cavitación en el interior del orificio (cavitación incipiente) y las burbujas de cavitación a la salida de la tobera se presentan 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 a lo largo del orificio.
- Con los datos provenientes tanto de la caracterización hidráulica como de la visualización para las toberas  $T1$ ,  $T4$ ,  $T5$  y  $T6$  fue posible determinar correlaciones para predecir el comportamiento del gasto másico, el coeficiente de descarga y los números de cavitación críticos en función de la geometría de la tobera, logrando así predecir el comportamiento hidráulico, la cavitación incipiente y la aparición de las burbujas a la salida del orificio para un ancho de tobera determinado.

Adicionalmente se determina la tendencia de los números de cavitación críticos en función del número de Reynolds mostrando una tendencia asintótica. Así, se logró observar que conforme el ancho a la salida es más pequeño se requieren de unas condiciones más severas para empezar a cavitarse y para que el gasto másico colapse.

- En cuanto a la evolución de la cavitación en el interior del orificio se pudo mostrar a partir de los parámetros  $L_c$  y  $W_v$  la extensión de la zona de vapor a lo largo y ancho del orificio respectivamente.

- A pesar de las micro-grietas en la parte final de los orificios de las toberas planas estudiadas, se pudo observar a partir de las tendencias de  $L_c$  que el colapso del gasto másico se presenta en condiciones de cavitación extrema muy cercana a las condiciones de supercavitación.
- Adicionalmente se logró observar que no solo la geometría de las toberas propicia la formación de la cavitación. Por ejemplo, analizando las imágenes de la tobera  $T2$ ; se visualizaron pequeñas zonas de vapor en su interior a pesar de tener un radio de acuerdo lo suficientemente grande, lo que pone de manifiesto la formación de la cavitación por otros factores como irregularidades en la superficie que entra en contacto con el fluido.
- Se pudo analizar que la extensión de la zona de vapor en el sentido transversal del orificio alcanza un valor máximo a partir del cual se estabiliza. Además se observó que este valor máximo  $W_{v,max}$  tiene su propia escala a partir de un determinado tamaño en la sección de salida (ver Figura 4.76).

Tras el estudio de esta serie de geometrías simplificadas se profundiza en el comportamiento del flujo interno utilizando diferentes combustibles y la tobera cilíndrica (tobera  $T8$ ), en la que se estudia la incidencia de las propiedades del combustible en la cavitación tomando en cuenta los mismos tres criterios: cavitación incipiente, aparición de las primeras burbujas y colapso del gasto másico y por otra parte la influencia del índice de refracción en la calidad de las imágenes obtenidas.

Este estudio muestra conclusiones similares en cuanto al escalado de los criterios obtenido con las toberas planas, donde la aparición de las burbujas se presenta a unas condiciones menos críticas que el colapso del gasto másico y a su vez la cavitación incipiente a unas condiciones menos críticas que la aparición de burbujas. En lo que se refiere a la influencia del combustible en la cavitación y en la calidad de las imágenes se pueden establecer las siguientes conclusiones:

- El colapso del gasto másico ocurre en una condición diferente para cada combustible y se escala de acuerdo a sus propiedades, siendo el más propenso a colapsar el n-heptano, seguido del n-decano, n-dodecano y finalmente el gasoil comercial.
- Acorde con lo anterior se ha mostrado como para las mismas condiciones de presión aguas arriba y aguas abajo del orificio el n-heptano presenta

números de Reynolds mayores a los demás combustibles. A su vez el coeficiente de descarga también varía en función del combustible y en la Figura 4.80 se mostró que tomando en cuenta únicamente los puntos de no colapso para todos los combustibles, el comportamiento asintótico de  $C_d$  en función de  $Re$  se sigue manteniendo.

- Se determinó la poca influencia que tiene la presión de vapor de los combustibles utilizados en el cálculo del número de cavitación (ver Figura 4.82). Esto se debe a que los valores de la presión de vapor ( $p_v$ ) en comparación con las presiones aguas arriba y aguas abajo del orificio son muy pequeños para los cuatro combustibles.
- Continuando con el estudio de la influencia de las propiedades del combustible en el colapso del gasto másico, se pudo determinar que la densidad tiene una ligera influencia en comparación con la viscosidad, la cual como se pudo observar en las Figuras 4.83 y 4.84 influye en gran medida tanto en el coeficiente de descarga como en el número de cavitación crítico.
- Se pudo comprobar que combustibles con una menor viscosidad tendrán una mayor tendencia a cavitarse, ya que para las mismas condiciones aguas arriba del orificio, necesita de unas condiciones menos críticas en la descarga para llegar a colapsar el gasto másico. Así, combustibles con una menor viscosidad presentan números de cavitación críticos ( $K_{crit}$ ) más elevados, puesto que presentan unas menores pérdidas de carga del flujo a través del orificio (mayores  $Re$ ).
- Aplicando la técnica de visualización se lograron determinar las condiciones críticas siguiendo los criterios de cavitación incipiente y formación de las primeras burbujas de cavitación a la salida para los cuatro combustibles. Se pudo observar que el combustible más propenso a alcanzar las condiciones críticas es el n-heptano, seguido del n-decano, posteriormente el n-dodecano y finalmente el gasoil comercial tanto visualizando la cavitación incipiente como las primeras burbujas a la salida y coincide con los resultados del colapso del gasto másico.
- En cuanto a la calidad de las imágenes se pudo ver que a medida que la diferencia entre el índice de refracción del combustible y el índice de refracción del cuarzo era mayor, la calidad de las imágenes era menor. Este hecho se debe a la desviación de luz al pasar por la tobera, haciendo que los bordes del orificio sean más notorios dificultando la visualización en el interior del orificio.

Estos resultados muestran que existe una relación clara entre las condicio-

nes de presión, la geometría y el tipo de combustible en la formación de la cavitación en la tobera. En el capítulo 5 de la presente Tesis se abordará la influencia de cavitación en la formación del chorro y atomización.

## Referencias

- [1] IDELCHIK, I. *Memento des pertes de charge*. Eyrolles Paris, 1968.
- [2] NURICK, W. H. «Orifice cavitation and its effects on spray mixing». *Journal of Fluids Engineering* 98 (1976), págs. 681-687.
- [3] 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 doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2003.
- [4] DE LA MORENA, J. «Estudio de la influencia de las características del flujo interno en toberas sobre el proceso de inyección Diesel en campo próximo». Tesis doct. Universitat Politècnica de València, 2011.
- [5] 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).
- [6] *AmeSIM v.4 users manual*. LMS Imagine. 2002.
- [7] 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).
- [8] SATO, K. e Y. SAITO. «Unstable cavitation behavior in a circular-cylindrical orifice flow». *JSME International Journal Series B* 45 (2002), págs. 638-645.
- [9] CHAVES, H., M. KNAPP, A. KUBITZEK y OBERMEIER. «Experimental study of cavitation in the nozzle hole of Diesel injectors using transparent nozzles». *SAE Paper 950290* (1995).
- [10] MARTÍNEZ, J. «Estudio computacional de la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno y el fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel». Tesis doct. Valencia: Universitat Politècnica de València, 2013.
- [11] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y O. VENEGAS. «A technique to match the refractive index of different Diesel fuels with the refractive index of transparent materials to improve the experimental visualization». *Experimental Techniques* (2013).

- 
- [12] BODE, J. y col. «Fuel spray in Diesel engines. Part I: spray formation». *ATA 92A065* (1992).
- [13] MALITSON, I. «Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica». *Journal of the Optical Society of America* 55.10 (1965), págs. 1205-1208.
- [14] GHOSH, G. *Handbook of thermo-optic coefficients of optical materials with applications*. Ed. por E. PALIK. Academic Press, 1998.
- [15] SCHMIDT, D. P y M. L. CORRADINI. «Analytical prediction of the exit flow of cavitating orifices». *Atomization and Sprays* 7.6 (1997), págs. 603-616.



## Capítulo 5

---

# Estudio del chorro Diesel en los primeros milímetros

---

### 5.1. Introducción

En el capítulo anterior se mostró tanto la caracterización hidráulica como la visualización del flujo interno de diferentes modelos simplificados de toberas empleando como fluido de descarga combustible. Con estos estudios se obtuvieron resultados importantes relacionados con la influencia de la geometría en el comportamiento del flujo interno, más específicamente en la aparición y desarrollo de la cavitación y su relación con el colapso del gasto másico.

En el presente capítulo, se va a aplicar la misma técnica de visualización para analizar el comportamiento del chorro en las cercanías del orificio utilizando aire en el interior de la maqueta. De esta manera, estos ensayos permitirán estudiar la influencia de la geometría y la cavitación en la atomización y estructura del chorro Diesel.

Con el fin de estudiar las características del chorro en estos primeros milímetros a la salida de la tobera en función de la geometría y desarrollo de la cavitación, al igual que en el capítulo anterior, se utilizarán imágenes con una alta resolución ( $\sim 500$  pixel/mm) y para cada condición de ensayo se tomarán 50 imágenes con fines estadísticos.

## 5.2. Evaluación del proceso de atomización

Una vez se ha realizado la caracterización hidráulica y se ha estudiado la influencia de la geometría y la cavitación en el comportamiento del flujo interno en este apartado se estudiará la atomización primaria del chorro Diesel con el fin de conocer en que régimen de atomización se encuentra cada una de las toberas estudiadas para cada condición de presión.

Como se detalló en la sección 2.5.1, los estudios llevados a cabo por Ohnesorge [1] mostraron que el proceso de atomización podía ser caracterizado a partir del número adimensional propuesto en sus estudios (número de Ohnesorge,  $Oh$ ) que depende a su vez del número de Weber ( $We$ ) y el número de Reynolds (ecuación 2.23), usando como diámetro de salida el diámetro hidráulico de cada tobera.

Aunque el proceso de atomización primaria en un chorro Diesel se encuentra normalmente en el régimen de atomización, debido a la geometría de las toberas y las condiciones de presión resulta interesante analizar en que régimen de atomización se encuentran. En la Figura 5.1 se muestra un diagrama de Ohnesorge para todas las toberas y condiciones ensayadas.

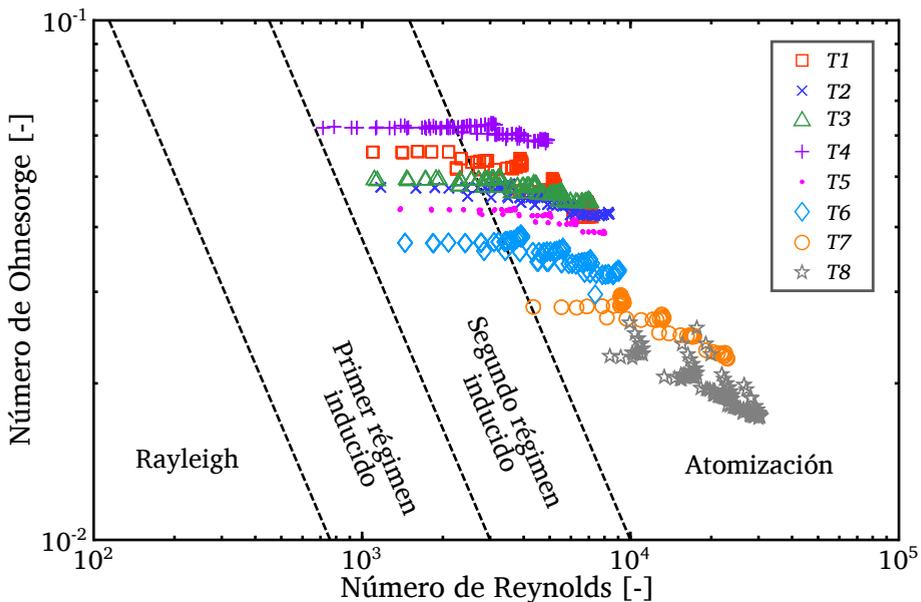


Figura 5.1: Regímenes de atomización primaria para cada tobera.

En este diagrama se puede observar que aunque muchos de los puntos pertenecen al régimen de atomización, otros puntos se encuentran en el segundo

régimen inducido por interacción aerodinámica. En especial se observa que las toberas *T7* y *T8* siempre permanecen en regímenes de atomización, mientras que las toberas *T1* a *T6* tienen puntos en ambos regímenes. Con base en lo anterior, el estudio del chorro Diesel de este último grupo de toberas permitirá por un lado conocer la estructura del combustible a la salida de la tobera en segundo régimen inducido y por otro lado la estructura del chorro cuando ya se encuentra en régimen de atomización. A partir de este punto cuando se hable de régimen inducido se referirá al segundo régimen inducido por interacción aerodinámica, ya que como se observó en la figura 5.1 no existen puntos en el primer régimen inducido.

Por otro lado, resulta interesante resaltar que todos los puntos que se encuentran en la zona de régimen inducido por interacción aerodinámica no presentan indicios de cavitación en el interior del orificio. Estos puntos pertenecen básicamente a condiciones de baja presión de inyección (3 MPa) y presiones en la descarga iguales ó por encima de 1.2 MPa.

### 5.2.1. Visualización del chorro inyectando en aire

Con el fin de analizar la estructura del chorro a la salida de las diferentes toberas, se ha aplicado la misma técnica de visualización (iluminación trasera). Sin embargo, en este caso el tamaño de ventana de 3 mm para la visualización estará centrado en visualizar únicamente el chorro a la salida; puesto que, debido a la diferencia entre índices de refracción del aire en la cámara y el combustible en el interior del orificio y a la propia atomización del chorro en los primeros milímetros, impiden la visualización en el interior del orificio al inyectar en aire.

Para analizar la estructura del chorro en régimen inducido de las toberas *T1* a *T6*, se ha llevado a cabo un análisis cualitativo de la estructura del fluido a la salida de la tobera. Se hace un análisis cualitativo ya que debido a las irregularidades del contorno del chorro en este régimen, resulta bastante complejo determinar un parámetro para cuantificar la morfología del chorro; sin embargo, como se mostrará más adelante, a partir de este análisis cualitativo y realizando comparaciones de imágenes a diferentes  $Re$  para las diferentes toberas se logran apreciar claros comportamientos y tendencias del chorro en los primeros milímetros.

#### Tobera *T1*

En la Figura 5.2 se presenta la evolución del chorro para la tobera *T1* a diferentes números de Reynolds. En esta figura se puede observar la formación

de ligamentos propios del segundo régimen inducido por interacción aerodinámica junto con la formación de pequeñas gotas. Además se observa que conforme aumenta el número de Reynolds, estos ligamentos se van volviendo mucho más finos y se encuentran cada vez más cerca a la salida del orificio, generando posteriormente gotas de menor tamaño hasta llegar al punto límite donde el chorro entraría a formar parte del régimen de atomización. En la Figura 5.2, la imagen con el valor del número de Reynolds más alto representa una condición en régimen inducido antes de la aparición del régimen de atomización del chorro.

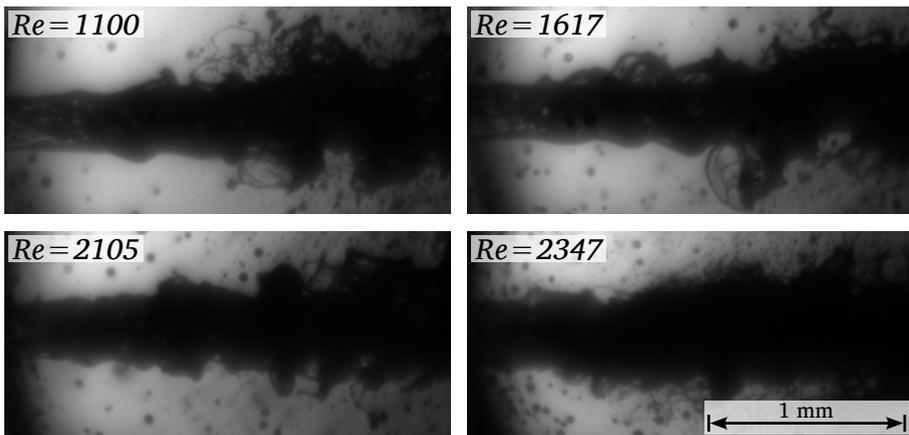


Figura 5.2: Estructura del chorro en régimen inducido para la tobera T1.

## Tobera T2

De la misma forma en la Figura 5.3 se muestra la estructura del chorro en régimen inducido para la tobera T2. La tendencia de los ligamentos conforme aumenta el número de Reynolds es similar al mostrado antes en la tobera T1; es decir, los ligamentos se van haciendo más finos y se presentan a distancias más cercanas a la salida del orificio hasta formar pequeñas gotas.

Sin embargo, a diferencia de la tobera T1, en la tobera T2 se observa una menor turbulencia en el contorno del chorro, llegando incluso a apreciarse las ondulaciones típicas provenientes del primer régimen inducido por interacción aerodinámica. De esta forma, se puede ver que los resultados obtenidos en el presente apartado y en el capítulo anterior van en el mismo sentido en cuanto al efecto de la geometría de la tobera; es decir un menor radio de acuerdo o nulo (tobera T1) promueve la formación de la cavitación y a su vez tiende a

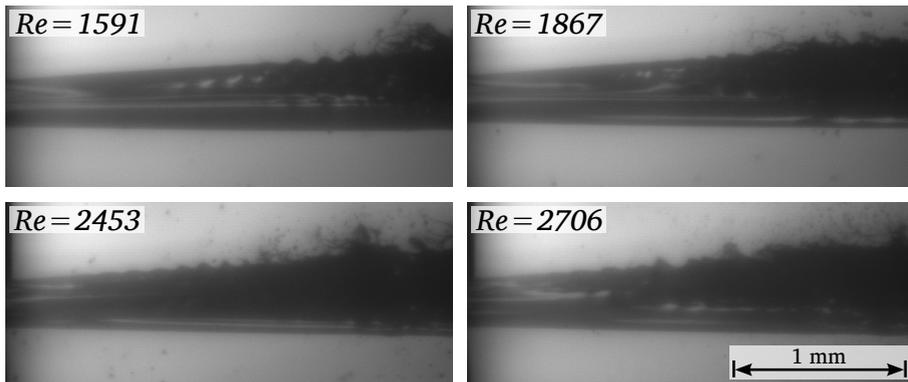


Figura 5.3: Estructura del chorro en régimen inducido para la tobera T2.

incrementar los niveles de turbulencia, como se observa al comparar las Figuras 5.2 y 5.3. Es importante acalarar que bajo estas condiciones de régimen inducido, las toberas no presentan cavitación en su interior y por lo tanto las diferencias en la turbulencia observada en el flujo a la salida son debidas únicamente a las variaciones geométricas (en este caso el radio de acuerdo) y no a la cavitación.

### Tobera T3

Continuando con el análisis, en la Figura 5.4 se muestra la evolución de la tobera T3 para cuatro condiciones en régimen inducido. De nuevo se observa la tendencia de los ligamentos a aparecer a distancias más cercanas al orificio a media que aumenta el número de Reynolds, así como la formación de gotas más pequeñas.

Comparando la tobera T3 con la tobera T1 (Figuras 5.2 y 5.4) se percibe una menor atomización en el caso de la tobera T3 para unos regímenes similares. Así, la tobera T3 con una longitud de orificio mayor que la tobera T1 presenta un chorro más homogéneo a la salida debido a que el efecto de la entrada se va reduciendo conforme la longitud del orificio aumenta, lo que posiblemente genera un perfil de velocidades más homogéneo a la salida del orificio retrasando la atomización del chorro. Estos resultados guardan relación con los estudios realizados en el capítulo 4, donde se mostró que la tobera T3 era menos propensa a la formación de la cavitación que la tobera T1.

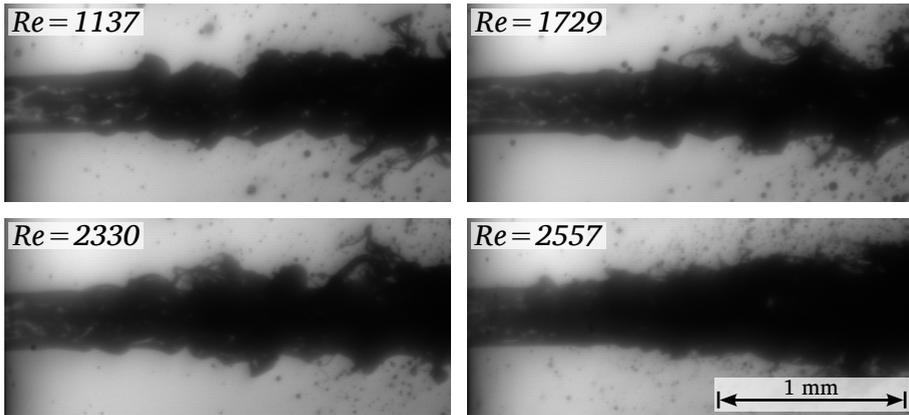


Figura 5.4: Estructura del chorro en régimen inducido para la tobera T3.

#### Tobera T4

Siguiendo con la tobera T4, en la Figura 5.5 se observa un chorro más esbelto como consecuencia de la menor sección de salida de esta tobera. Sin embargo, el comportamiento de la interacción aerodinámica es muy similar, aunque acercándose un poco más a los límites del primer régimen inducido, notándose así las oscilaciones en el contorno para los números de Reynolds más bajos.

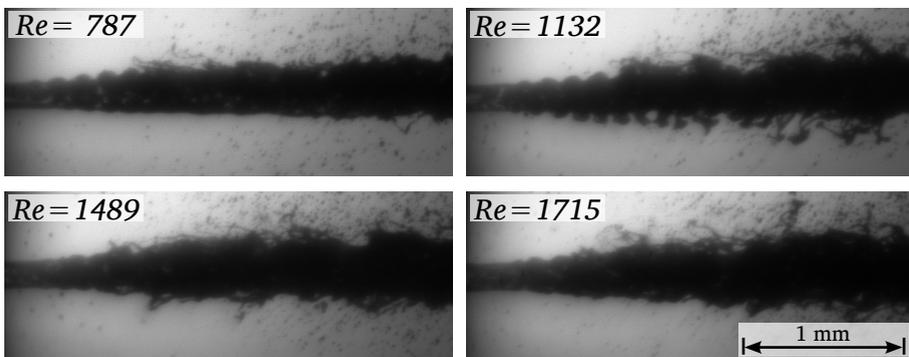


Figura 5.5: Estructura del chorro en régimen inducido para la tobera T4.

Adicionalmente, se observa una zona casi lineal del flujo justo a la salida del orificio, mayor a la observada en la tobera T1, indicando que el proceso de atomización es más favorable en la tobera de mayor dimensión (tobera T1) lo

que sugiere una mayor interacción del líquido con el aire en las cercanías del orificio.

### Tobera T5

Pasando a la siguiente tobera, en la Figura 5.6 se observa el comportamiento en régimen inducido de la tobera T5. Comparando esta tobera con las toberas T1 y T4 (toberas con menor  $W_o$ ) se observa que en esta apenas se alcanzan a apreciar algunos ligamentos para los números de Reynolds más bajos, haciendo que la formación de pequeñas gotas se produzca en condiciones menos críticas (menores  $Re$ ), mostrando una mayor atomización del chorro conforme aumenta la sección de salida de la tobera.

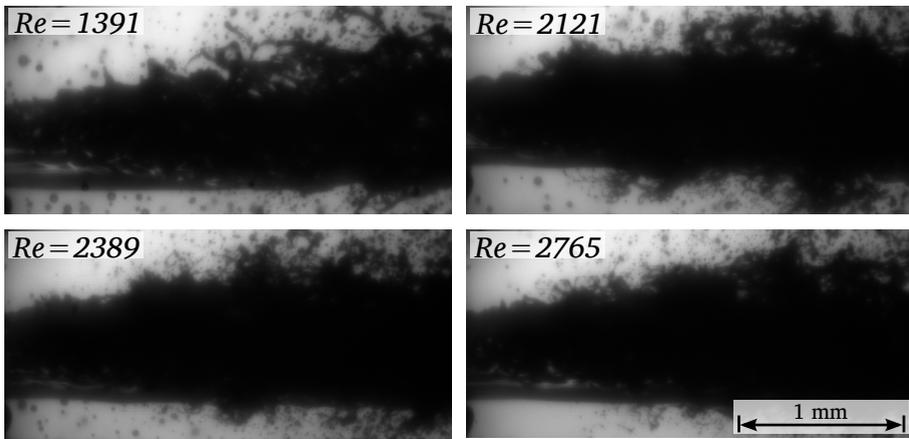


Figura 5.6: Estructura del chorro en régimen inducido para la tobera T5.

### Tobera T6

Dando paso a la última tobera en la zona de régimen inducido, se observa en la Figura 5.7 la estructura del chorro para la tobera T6. Como se ha mencionado en otras secciones, esta tobera es comparable con las toberas T1, T4 y T5, ya que el único parámetro geométrico que varía es el ancho ( $W_o$ ).

En la Figura 5.7 se muestra que no existe mucha diferencia en la estructura general del chorro entre bajos y altos valores de  $Re$  dentro del régimen inducido, mostrando que los ligamentos en comparación con las toberas T1, T4 y T5 son más cortos puesto que ya se han desintegrado en pequeñas gotas, lo cual indica nuevamente que el proceso de atomización sigue beneficiándose conforme aumenta la sección de salida.

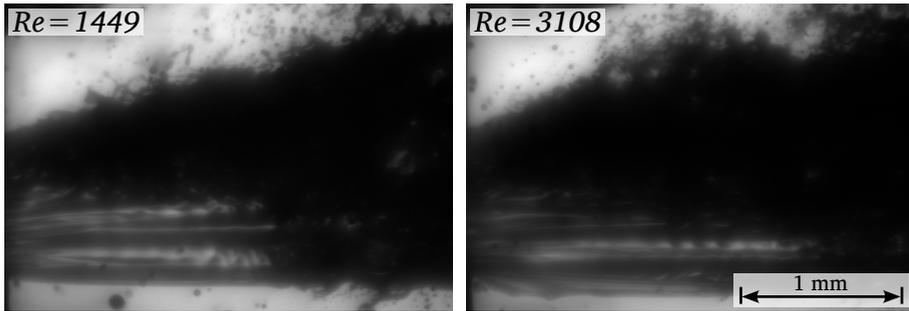


Figura 5.7: Estructura del chorro en régimen inducido para la tobera T6.

Por otro lado, las Figuras 5.6 y 5.7 muestran una atomización no simétrica al observar el perfil superior e inferior del chorro. Este hecho se puede deber a la poca influencia de la separación del flujo interno (originado en la parte superior) en la parte inferior del chorro; siendo esta desigualdad entre contornos menos apreciable en toberas de menor tamaño. Otro factor que se puede encontrar superpuesto al anterior es que la tobera T6 presenta una mayor cantidad de vapor en forma de supercavitación, que al colapsar genera un nivel de atomización mucho mayor ubicado en la zona superior

Con el análisis llevado a cabo en el presente apartado, se ha podido observar la influencia que tiene la geometría en la formación del chorro en los primeros milímetros en condiciones de régimen inducido por interacción aerodinámica. Así, se pudo analizar como repercute el radio de acuerdo, la longitud del orificio y la sección de salida en la formación de ligamentos y pequeñas gotas antes de llegar a régimen de atomización.

Finalmente a modo ilustrativo, gracias a las dimensiones de la tobera T4, resulta relativamente fácil llegar a obtener puntos que se encuentren en primer régimen inducido e incluso en régimen Rayleigh bajando un poco la presión de inyección y manteniendo una presión en la descarga un poco por debajo de  $p_i$ . Esto se ha realizado con esta tobera únicamente con el propósito de mostrar los diferentes regímenes de atomización en los primeros milímetros del chorro como se muestra en la Figura 5.8.

Una vez se ha llevado a cabo el análisis cualitativo del chorro en régimen inducido, a partir de las imágenes obtenidas a alta resolución; en la siguiente sección se profundiza en la caracterización del chorro Diesel incluyendo el régimen de atomización.

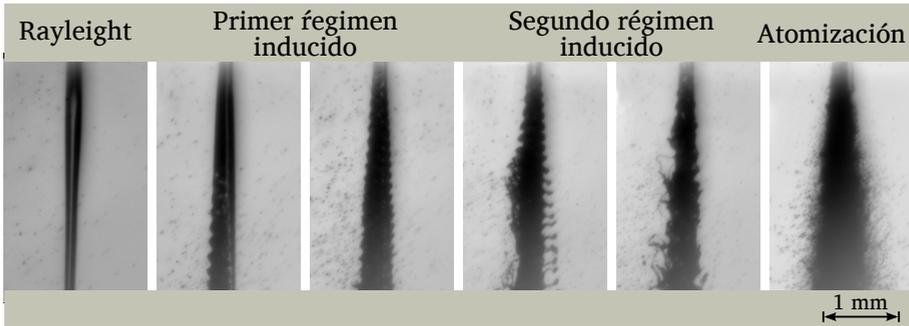


Figura 5.8: Regímenes de atomización obtenidos con la tobera T4.

### 5.3. Influencia de la geometría y la cavitación en el chorro Diesel estacionario

Como se presentó en la sección 2.5.2, el ángulo del chorro ( $\theta$ ) alcanza su valor estacionario hasta una cierta distancia del orificio de salida y en los primeros milímetros del orificio se forma un micro-ángulo de apertura ( $\theta_m$ ) menor al ángulo  $\theta$ . Así, partiendo de los trabajos encontrados en la literatura, la estructura del chorro se puede definir de forma general en dos zonas características: una zona inicial, determinada por la presencia de una vena líquida ó *liquid core*, y una zona desarrollada, donde la atomización ya ha tenido lugar y el chorro está formado por pequeñas gotas [2-4]. Estas dos zonas se muestran en la Figura 5.9 (tomada de Faeth *et al.* [4]).

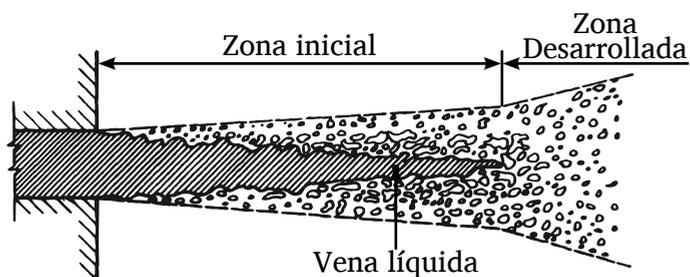


Figura 5.9: Esquema de la estructura de un chorro estacionario.

Puesto que los estudios del chorro en la presente Tesis están orientados a visualizar el comportamiento de los primeros milímetros del chorro, la zona de interés corresponderá con la zona inicial mostrada en la Figura 5.9 y el ángulo que se observará será el micro-ángulo de apertura ( $\theta_m$ ).

En la Figura 5.10 se muestra un ejemplo del valor medio del chorro para la tobera *T4* a una presión de inyección de 5 MPa y una contrapresión de 1.75 MPa. En esta figura se aprecia que el micro-ángulo de apertura se puede dividir a su vez en un micro-ángulo de apertura superior  $\theta_{m,sup}$  y un micro-ángulo de apertura inferior  $\theta_{m,inf}$ . No obstante en la presente Tesis se cuantifica el desarrollo del chorro a partir del micro-ángulo de apertura  $\theta_m$ ; es decir teniendo en cuenta el valor conjunto del ángulo superior e inferior.

Adicionalmente en la Figura 5.10 se observa que la zona inicial se puede dividir a su vez en dos zonas diferenciadas:

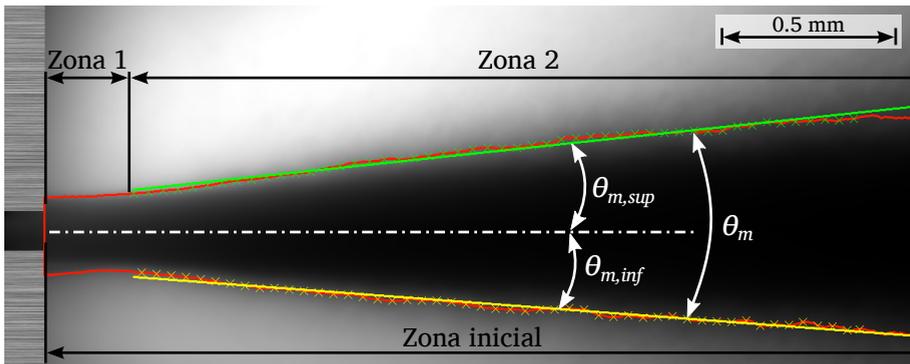


Figura 5.10: Imagen promedio del chorro para la tobera *T4*.  $p_i = 5$  MPa,  $p_b = 1.75$  MPa.

- Zona 1 ó de anchura constante. Justo a la salida de la tobera se presenta una columna de líquido prácticamente imperturbada de anchura casi constante, debido a que las perturbaciones en la interfase aire-líquido, que promueven la atomización, aún no se han desarrollado en esta zona cercana al orificio. La longitud de esta zona se denomina longitud no perturbada ( $L_p$ ).
- Zona 2 ó de anchura variable. En esta zona se alcanza el valor estacionario del micro-ángulo de apertura  $\theta_m$ , que como se puede observar en la Figura 5.10 presenta una variación lineal de la anchura del chorro posterior a la longitud no perturbada, acorde con otros estudios que se encuentran en la literatura [5-7].

La estructura descrita anteriormente se describe como un chorro incompleto, como se mostró en la sección 2.5.2 (imagen superior Figura 2.41), donde a diferencia de un chorro completo la longitud no perturbada tiene un valor no

nulo y por tanto la atomización se desarrolla a cierta distancia axial de la salida del orificio. Como se verá más adelante, algunas de las toberas estudiadas pasarán de tener una estructura de *chorro incompleto* a una de *chorro completo* en función de las condiciones aguas arriba y aguas abajo de la tobera.

A continuación se estudia el comportamiento de la longitud en la zona no perturbada ( $L_p$ ) y del micro-ángulo de apertura ( $\theta_m$ ) a las diferentes condiciones de presión, abarcando el régimen inducido y el régimen de atomización y tomando en cuenta la aparición de las primeras zonas de vapor con el fin de estudiar la influencia del fenómeno la cavitación sobre los parámetros previamente citados.

Las toberas  $T6$  y  $T7$  no serán tomadas en cuenta de aquí en adelante puesto que debido a las dimensiones del chorro, una vez alcanza el régimen de atomización, choca con las paredes de la pieza *Base* del sistema de visualización dificultando observar su comportamiento.

### 5.3.1. Efecto sobre el micro-ángulo de apertura

Siguiendo el procedimiento mostrado en el anexo 3.B para el procesado de las imágenes, se procede a obtener el micro-ángulo de apertura para cada una de las toberas a las diferentes condiciones de presión. Como se explicó previamente se obtendrá el valor total del micro-ángulo de apertura,  $\theta_m$  (Figura 5.10). A continuación estos valores son graficados en función del número de cavitación  $K$  para observar su comportamiento.

#### Tobera $T1$

En la Figura 5.11 se presenta el comportamiento del micro-ángulo del chorro frente al número de cavitación  $K$  para la tobera  $T1$  a una presión de inyección de 3 MPa. Conforme varía la presión en la descarga cambia la densidad en el interior de la cámara y a su vez los valores de  $K$ . Según la definición del número de cavitación, los mayores valores de contrapresión corresponden a valores más elevados de  $K$  y, por tanto, con los puntos situados más a la derecha de la figura.

La figura se encuentra dividida en tres zonas: de derecha a izquierda, la primera zona corresponde al régimen inducido, la segunda zona pertenece al régimen de atomización no cavitante y la zona de más a la izquierda pertenece al régimen de atomización en condiciones cavitantes desde cuando se aprecia por primera vez una zona de vapor en el interior del orificio.

En esta figura, si se parte de las condiciones menos cavitantes; es decir el punto más situado a la derecha, se puede apreciar como  $\theta_m$  va incrementan-

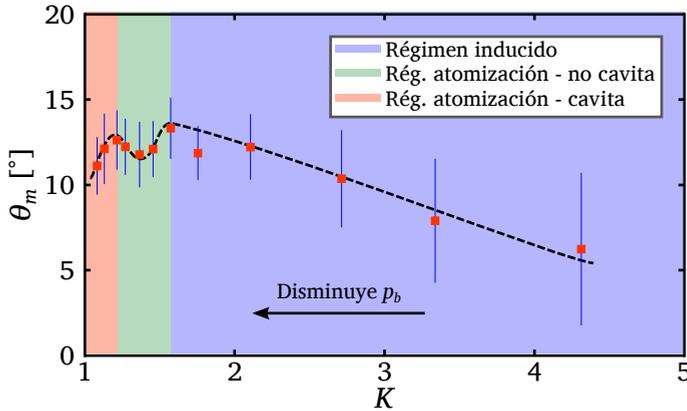


Figura 5.11: Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera T1.  $p_i = 3$  MPa.

do conforme disminuye la contrapresión en la zona de régimen inducido por interacción aerodinámica [5, 8]. Una vez el chorro entra en régimen de atomización el micro-ángulo del chorro disminuye debido al efecto de la menor densidad, como ha sido mostrado en varios estudios [5, 9-11].

Sin embargo, una vez aparece la cavitación (incipiente), el micro-ángulo del chorro experimenta un incremento significativo en torno a  $1^\circ$  (ver Figura 5.11), aunque el ángulo debería continuar disminuyendo por el efecto de la densidad, lo cual muestra la influencia de la formación de zonas de vapor en la perturbación del chorro en los primeros milímetros. Posteriormente, a pesar de seguir incrementando la intensidad de la cavitación,  $\theta_m$  continúa disminuyendo en función de la densidad presente en el interior de la cámara de descarga.

Por otro lado en esta misma figura se puede apreciar la desviación del micro-ángulo de apertura en función del régimen de atomización, mostrando una mayor desviación en el régimen inducido en comparación con el régimen de atomización donde la desviación se mantiene en torno a  $\pm 2^\circ$ . Este comportamiento era de esperarse, debido a las fluctuaciones que posee el chorro en régimen inducido por interacción aerodinámica, donde debido a las oscilaciones del perfil y el desprendimiento de ligamentos del chorro originan una baja uniformidad en el micro-ángulo de apertura.

Para determinar la desviación del chorro se toman los contornos para las 50 repeticiones de una misma condición como se muestra en la Figura 5.12 y se procesa la imagen obteniendo la desviación de los contornos en escala de

grises. En la Figura 5.13 se compara la desviación del micro-ángulo de apertura entre el régimen inducido y el régimen de atomización, observando una mayor dispersión del contorno del chorro en régimen inducido por interacción aerodinámica.

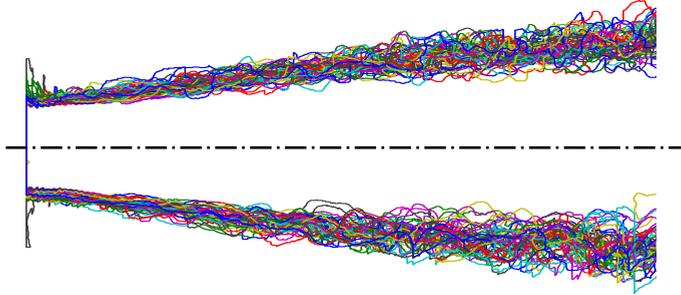


Figura 5.12: Contornos del chorro de las 50 repeticiones para una misma condición.

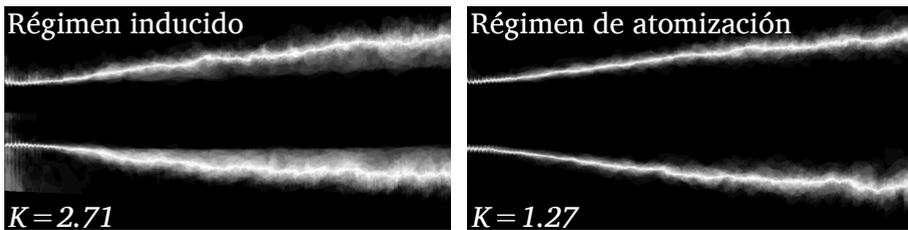


Figura 5.13: Comparación entre la dispersión del micro-ángulo de apertura en régimen inducido y en régimen de atomización para la tobera T1.  $p_i = 3$  MPa.

Siguiendo con las demás presiones de inyección, en las figuras 5.14, 5.15 y 5.16 se muestra la misma información para las presiones de inyección de 5, 7 y 10 MPa; sin embargo, en estas condiciones el chorro se encuentra únicamente en régimen de atomización.

En la Figura 5.14 se observa un comportamiento similar al mostrado en la figura 5.11; es decir, el micro-ángulo de apertura del chorro disminuye conforme disminuye la densidad del aire en la cámara y una vez aparece cavitación en el orificio,  $\theta_m$  presenta un leve incremento y posteriormente vuelve a disminuir por el efecto de la densidad.

La Figura 5.15 representa el comportamiento del micro-ángulo de apertura a  $p_i = 7$  MPa. Posterior al incremento del ángulo, la densidad vuelve a tomar importancia y el ángulo nuevamente disminuye.

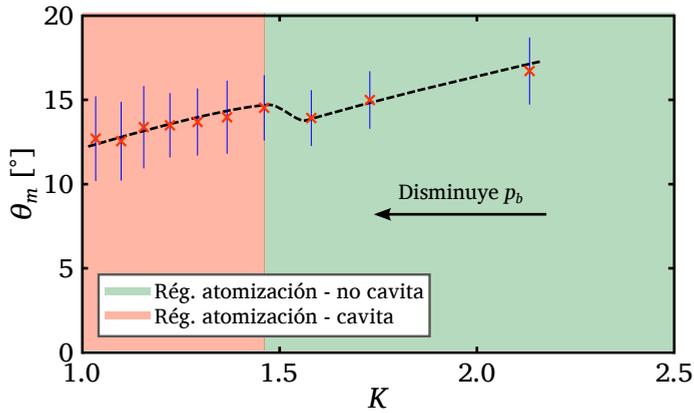


Figura 5.14: Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera T1.  $p_i = 5$  MPa.

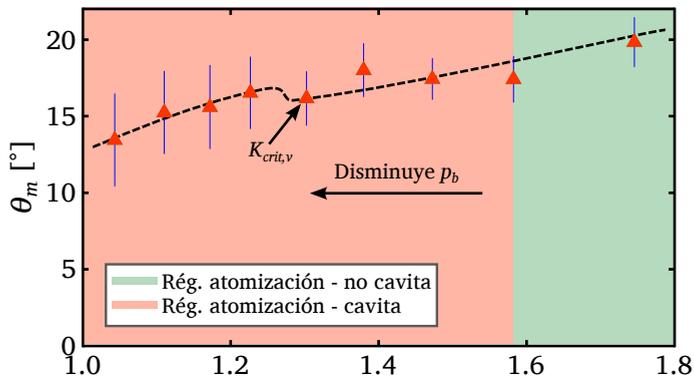


Figura 5.15: Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera T1.  $p_i = 7$  MPa.

Por último, al evaluar la presión de inyección más alta ( $p_i = 10$  MPa), en la Figura 5.16 se observa que para todas las condiciones de contrapresión mostradas, la tobera se encuentra en condiciones de atomización y de forma similar que ocurriría con la presión de inyección de 7 MPa, se puede percibir un aumento del ángulo justo después de la cavitación incipiente. Adicionalmente, se observa una zona (para  $K$  mayor a 1.4) donde el ángulo del chorro se mantiene casi constante debido a la influencia tanto de la densidad como de la cavitación; es decir, por un lado el aumento la cavitación propicia en incremento del ángulo mientras la disminución de la densidad favorece la reducción del mismo haciendo que se mantenga casi constante. No obstante, al seguir disminuyendo la contrapresión, aunque se note la influencia de la cavitación, llega

un punto donde la influencia de la densidad en la cámara predomina en el comportamiento del micro-ángulo de apertura y éste vuelve a descender.

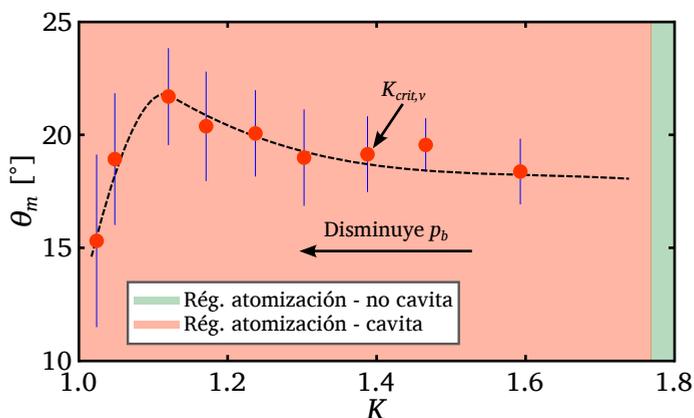


Figura 5.16: Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera T1.  $p_i = 10$  MPa.

A continuación se procede a realizar el mismo procedimiento para las otras toberas.

### Tobera T2

En la Figura 5.17 se muestra el comportamiento del micro-ángulo de apertura para las presiones de inyección de 3, 5, 7 y 10 MPa de la tobera T2. La tendencia es muy similar a la explicada con anterioridad para la tobera T1; sin embargo al tener un gran radio de acuerdo a la entrada del orificio, requiere de unas condiciones más extremas tanto para propiciar la cavitación en el interior del orificio como para alcanzar el régimen de atomización.

En la Figura 5.17 se observa que en general el micro-ángulo de apertura presenta pocas variaciones en un amplio rango de  $K$  en la zona de régimen de atomización no cavitante. Así, se observa para todas las presiones de inyección que el micro-ángulo no desciende de forma inmediata con la disminución de la densidad sino que se mantienen en un valor medio. Este hecho pone de manifiesto que aunque la tobera T2 es menos propensa a cavitarse, el incremento de los niveles de turbulencia en el interior del orificio por sí solos pueden afectar el comportamiento del ángulo del chorro, mostrando un extenso transitorio entre la zona cavitante y no cavitante, lo cual conlleva a que no se aprecie la influencia de la densidad en el ángulo; aunque posteriormente en la zona cavitante, el efecto de la densidad toma mayor importancia y empieza a descender el valor de  $\theta_m$ .

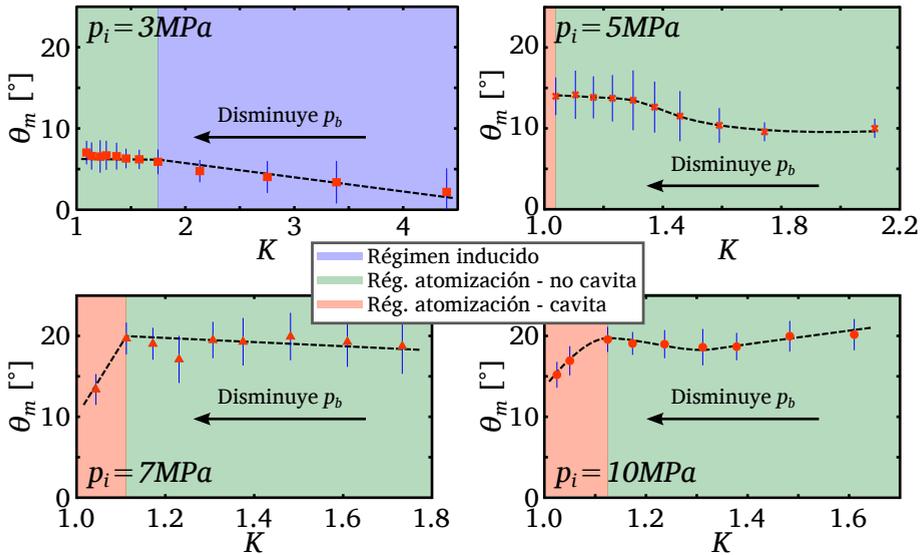


Figura 5.17: Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera T2.

Por otra parte, comparando los resultados de la T1 y T2 (Figuras 5.11 y 5.17) para la presión de inyección de 3 MPa, se puede observar una gran diferencia entre los valores del micro-ángulo de apertura. Esto se puede atribuir al cambio gradual en la direccionalidad del flujo al ingresar en el orificio en el caso de la tobera T2, teniendo unos menores niveles de turbulencia y por tanto un menor ángulo de apertura.

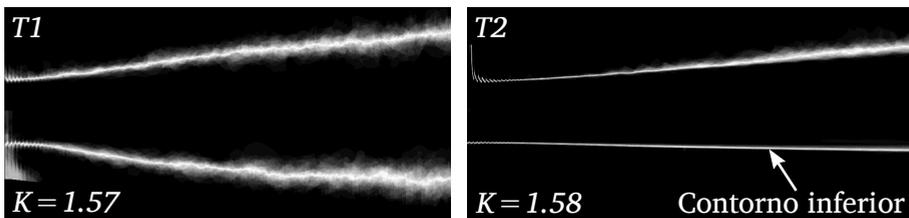


Figura 5.18: Comparación entre la dispersión del micro-ángulo de apertura entre la tobera T1 y la tobera T2.  $p_i = 3\text{ MPa}$ .

Además, en la Figura 5.18 se observa que en la tobera T2, el micro-ángulo de apertura en la parte inferior del chorro no parece estar tan afectado por el comportamiento del flujo interno, como si ocurre con la tobera T1, la cual posee un radio de acuerdo nulo. Esta figura, representa la dispersión de los

contornos de 50 repeticiones de la tobera  $T1$  y  $T2$  a las mismas condiciones de presión; observando que además de tener un menor ángulo, la dispersión del contorno de la tobera  $T2$  es menor comparando con la tobera  $T1$ . Esta menor dispersión se puede entender como una menor fluctuación de la apertura del chorro consecuencia de un flujo menos turbulento en el interior del orificio.

### Tobera T3

En la Figura 5.19 se muestran los resultados del micro-ángulo de apertura para la tobera  $T3$ . En la imagen superior izquierda de esta figura ( $p_i = 3 \text{ MPa}$ ) se observa un comportamiento similar al mostrado en la tobera  $T1$ ; es decir, en régimen inducido  $\theta_m$  aumenta conforme aumenta la velocidad relativa del chorro y el aire, mientras que en régimen de atomización el micro-ángulo de apertura disminuye con el incremento de la densidad de la cámara con un posterior incremento por la presencia de cavitación. A partir de este punto, no es posible observar que ocurre después, ya que al tener una mayor longitud la tobera  $T3$ , requiere unas condiciones más críticas (menores a la presión mínima de descarga) para que la cavitación se desarrolle en el orificio, tal como se vió en el capítulo 4.

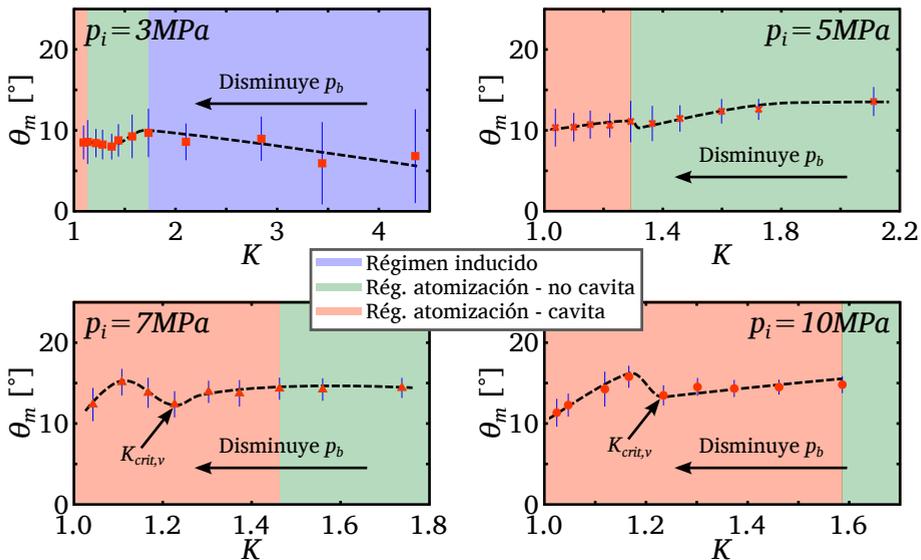


Figura 5.19: Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera T3.

Para la presión de inyección de 5 MPa se observa, al igual que las anteriores toberas, que se encuentra únicamente en régimen de atomización y la presen-

cia de un leve incremento de  $\theta_m$  cuando aparece cavitación en el interior del orificio. Por otro lado, para las presiones de inyección más altas (7 y 10 MPa) el cambio en la tendencia del micro-ángulo de apertura se presenta cuando empiezan a aparecer las primeras burbujas a la salida del orificio ( $K_{crit,v}$ ), similar a lo presentado en la tobera T1 aunque a unas condiciones un poco más críticas. Al observar la Tabla 4.4 se observa que para las presiones de 3 y 5 MPa, los valores de  $K_{crit,i}$  y  $K_{crit,v}$  se encuentran muy cercanos entre sí, mostrando de forma general que para las cuatro presiones de inyección estudiadas, el cambio en el micro-ángulo de apertura se presenta una vez aparecen burbujas de cavitación a la salida del orificio.

### Tobera T4

En la Figura 5.20 se muestran los resultados obtenidos para la tobera T4, observando que la cavitación formada en el interior del orificio, parece tener un menor efecto en el micro-ángulo de apertura y por lo tanto el valor de  $\theta_m$  disminuye conforme disminuye la densidad en el interior de la cámara, excepto para la presión de 3 MPa en la zona de régimen inducido donde  $\theta_m$  aumenta al disminuir el valor de  $\rho_a$ .

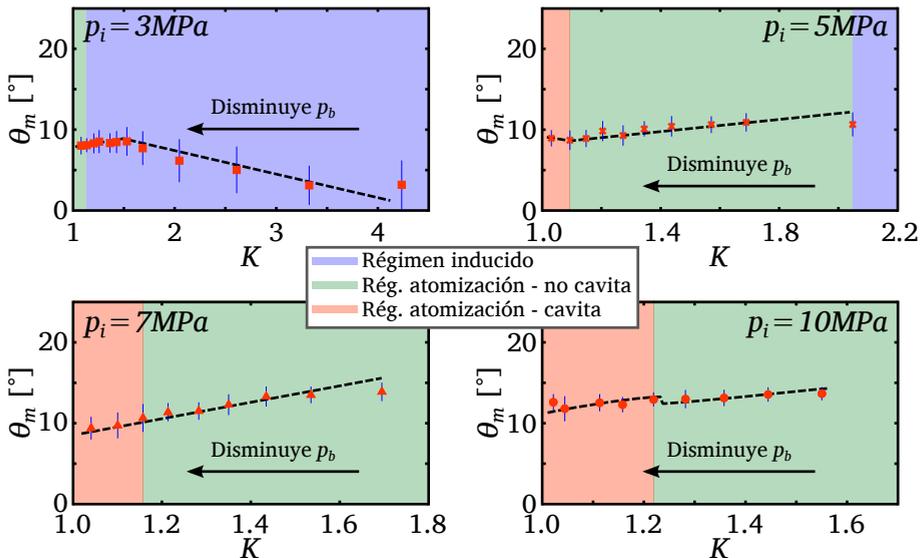


Figura 5.20: Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera T4.

El hecho que no se aprecie un cambio notorio en el micro-ángulo de apertura en condiciones cavitantes, puede ser explicado a partir de los estudios

del comportamiento hidráulico y desarrollo de la cavitación en el interior del orificio, llevados a cabo en las secciones 4.3 y 4.4.2 respectivamente. Así en la Figura 4.5 se pudo observar que en la tobera *T4* apenas se logran apreciar las condiciones de colapso másico y en la Figura 4.59 se mostró que la longitud de cavitación nunca llega a ocupar la totalidad del orificio, lo que corrobora que el incremento del ángulo se aprecia una vez la cavitación se ha extendido a lo largo de todo el orificio y las zonas de vapor expulsadas a la salida del orificio modifican el perfil del chorro.

Por lo tanto, de estos resultados se puede concluir que aunque en la tobera *T4* existe cavitación en el interior del orificio no llega a la condición de supercavitación, lo cual hace que la intensidad de la turbulencia en el chorro, debido al efecto de las burbujas a la salida, sea menor y el efecto en el micro-ángulo de apertura no sea apreciable, a diferencia de su tobera semejante (tobera *T1*) donde si existe supercavitación.

### Tobera *T5*

Ésta última tobera tiene un ancho a la salida de  $447\mu\text{m}$  mayor que las toberas *T1* y *T4* ( $237\mu\text{m}$  y  $116\mu\text{m}$  respectivamente). En la Figura 5.21 se observa el comportamiento del micro-ángulo de apertura a tres presiones de raíl diferentes. Las imágenes obtenidas con la presión de inyección de 10 MPa no han sido posible procesarlas, ya que el chorro impacta con la pieza *Base* del sistema de visualización como ocurre con las toberas *T6* y *T7*.

En esta figura se observa que a diferencia de las toberas *T1* y *T4* (toberas similares), la zona de régimen inducido es más reducida (imagen a  $p_i = 3\text{ MPa}$ ), llegando al régimen de atomización bajo unas condiciones menos severas. No obstante el comportamiento del micro-ángulo de apertura en la región de régimen inducido sigue teniendo el mismo comportamiento:  $\theta_m$  aumenta conforme disminuye  $K$ .

Continuando con la presión de 3 MPa, en el régimen de atomización, en la zona donde no existe cavitación el ángulo no parece tener cambios apreciables en su valor medio. Esto se debe principalmente a que al tener una mayor sección de salida se generan números de Reynolds más elevados en comparación con las toberas *T1* y *T4* para unas mismas condiciones de presión, por lo tanto aunque no existe cavitación se presenta un transitorio más extenso entre el régimen incipiente y la aparición de la cavitación sin variación del micro-ángulo con la densidad. Luego se observa que el máximo valor de  $\theta_m$  se encuentra justo cuando empieza a cavitarse y a partir de ahí empieza a tener más efecto la densidad de la cámara sobre el micro-ángulo, volviendo éste último a disminuir.

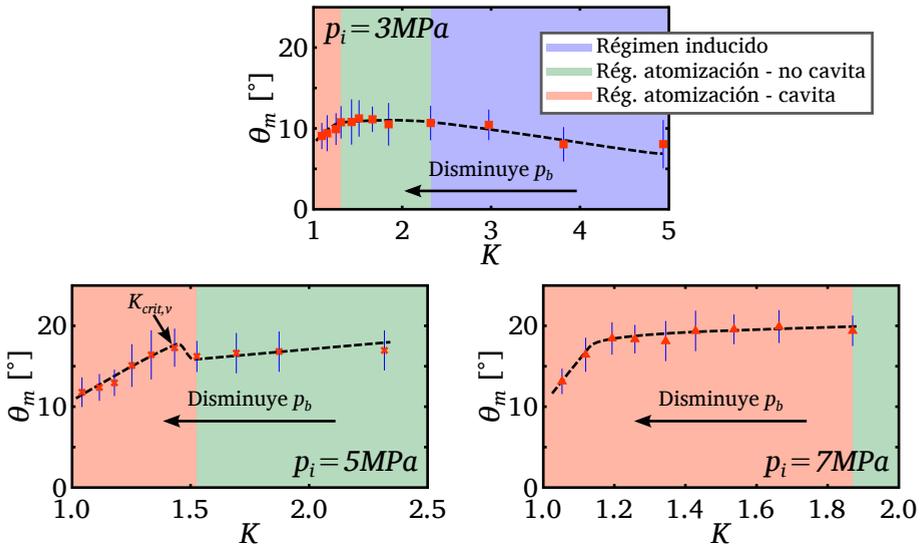


Figura 5.21: Evolución del micro-ángulo de apertura en función del número de cavitación para la tobera T5.

Al evaluar la presión de inyección de 5 MPa, en la zona no cavitante apenas se nota un leve descenso del ángulo, luego al empezar a cavitarse se aprecia un incremento y posteriormente vuelve a disminuir por efecto de la densidad. No obstante para la presión de 7 MPa el descenso del ángulo en la zona cavitante no es inmediato sino que requiere de unas condiciones más críticas para que el efecto de la densidad predomine en el comportamiento de  $\theta_m$  a pesar que siga incrementando la intensidad de la turbulencia por la cavitación.

Lo mostrado hasta este punto muestra que la turbulencia del flujo en el interior del orificio, favorecida a su vez por la presencia de zonas cavitantes, tienen un efecto sobre el incremento del micro-ángulo de apertura, lo cual se puede asociar a una mejora en la eficiencia del proceso de mezcla aire-combustible, tal como ha sido mostrado en otros estudios [12], donde a partir de la comparación de toberas cilíndricas y cónicas se muestra que la cavitación tiene un efecto significativamente positivo en el proceso de mezcla.

### 5.3.2. Longitud de la zona no perturbada

Como se ha explicado al inicio del capítulo y para unas determinadas condiciones, 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 con

base a su longitud axial, que será estudiada a continuación para las diferentes toberas y condiciones ensayadas.

En el anexo 3.B se mostró que la posición axial de la columna líquida no perturbada se obtiene una vez el ancho del chorro supera un 1 % del ancho de la anterior posición axial. En la Figura 5.22 se presenta una imagen promedio donde se muestra la desviación de los contornos del chorro y como se determina la longitud no perturbada (posición axial  $x_{n-1}$ ). Este mismo procedimiento se aplica a cada una de las toberas y condiciones de ensayo, aunque las toberas T5 a T8 no son estudiadas puesto que la longitud no perturbada es nula para todas las presiones.

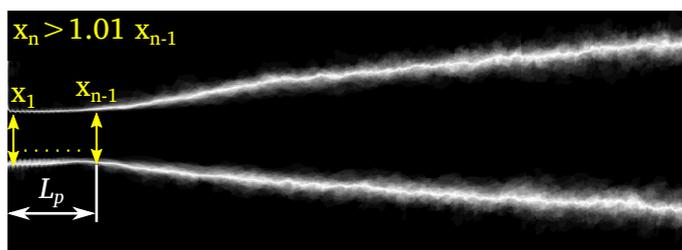


Figura 5.22: Determinación de la longitud no perturbada ( $L_p$ ) a partir de la variación del ancho del chorro.

### Tobera T1

En la Figura 5.23 se muestra el comportamiento que tiene la longitud no perturbada de la tobera T1 en función del número de cavitación  $K$ . En esta figura, lo primero que se observa es la influencia de la presión de inyección en esta longitud; mostrando que a medida que ésta aumenta, la atomización del chorro se acerca cada vez más a la salida del orificio. De hecho en la Figura 5.23 no se muestran datos para la presión de 10 MPa puesto que para esta condición el chorro se encuentra completamente atomizado y la apertura del micro-ángulo se presenta justo a la salida del orificio.

Relacionando los datos obtenidos en la Figura 5.23 con los valores de la Tabla 4.4 para todas las presiones de inyección, se puede analizar que la cavitación incipiente no parece tener un efecto apreciable en la longitud no perturbada. De hecho los puntos críticos de cavitación incipiente presentan valores muy bajos de  $L_p$  (presiones de 3 y 5 MPa) y nulos para las presiones más altas. Adicionalmente si se comparan los resultados con la Tabla 4.1 se puede afirmar que cuando la tobera se encuentra en condiciones de gasto másico colapsado,

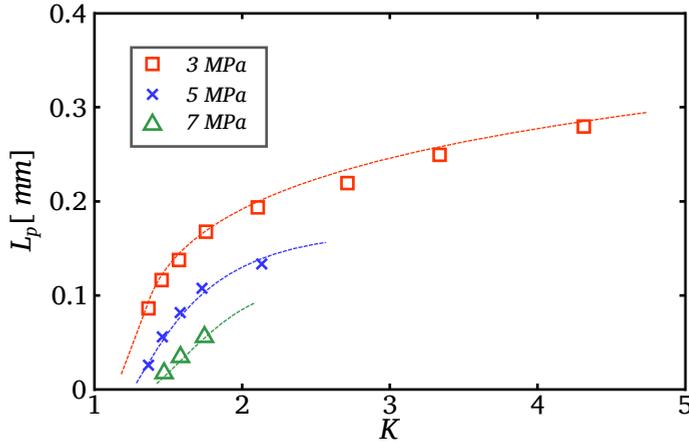


Figura 5.23: Longitud no perturbada de la tobera T1 en función del número de cavitación  $K$  a diferentes presiones de inyección.

la apertura del chorro se presenta justo en la sección de salida y no existe una longitud no perturbada del chorro.

De esta forma, la longitud no perturbada depende en gran medida del régimen que pueda alcanzar el chorro de forma independiente si la tobera se encuentra en condiciones cavitantes o no cavitantes. Este comportamiento se puede apreciar en la Figura 5.24, donde para cada presión de inyección, la longitud no perturbada varía con el número de Reynolds, siguiendo una tendencia clara. De aquí en adelante, para las demás toberas se graficará  $L_p$  únicamente en función de  $Re$ .

### Tobera T2

Pasando a la tobera T2, en la Figura 5.25 se observa el comportamiento de la longitud no perturbada. En esta figura se observa un comportamiento parecido al de la tobera T1, aunque en este caso los valores de  $L_p$  son superiores, lo cual coincide con los resultados obtenidos previamente tanto en la caracterización hidráulica como en la caracterización de la cavitación en el interior del orificio y el micro-ángulo de apertura. Así, en la tobera T2 el cambio gradual en la direccionalidad del flujo a la entrada debido a su radio de acuerdo conlleva un flujo más homogéneo y así la apertura del chorro se presenta a una distancia axial más lejana en comparación a su tobera similar (tobera T1), la cual no posee radio de acuerdo.

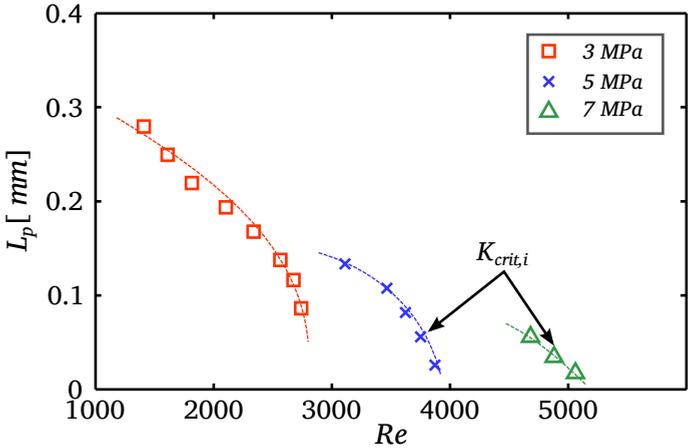


Figura 5.24: Longitud no perturbada de la tobera T1 en función del número de Reynolds a diferentes presiones de inyección.

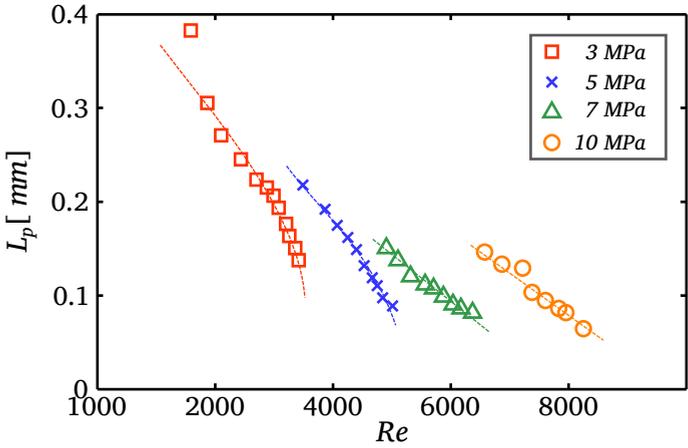


Figura 5.25: Longitud no perturbada de la tobera T2 en función del número de Reynolds a diferentes presiones de inyección.

Adicionalmente, se observa que no se especifican los números de cavitación críticos incipientes, ya que para estas condiciones la longitud perturbada es nula y por tanto en condiciones de colapso de gasto másico también.

Con el fin de comparar las toberas T1 y T2 teniendo en cuenta las pequeñas variaciones de la sección de salida, en la Figura 5.26 se representa la relación entre la longitud no perturbada y el diámetro hidráulico ( $L_p/D_h$ ) en función de Re. Así, se observa que para la presión de 3 MPa la longitud no perturbada

se encuentra a una distancia entre 0 a 1.5 veces  $D_h$  para la tobera  $T1$  y entre 0.5 a 2.0 veces  $D_h$  para la tobera  $T2$ , afirmando que el proceso de atomización se ve afectado por el radio de acuerdo, obteniendo una mejor atomización del chorro en la tobera  $T1$ , debido a una mayor influencia de las perturbaciones a la entrada.

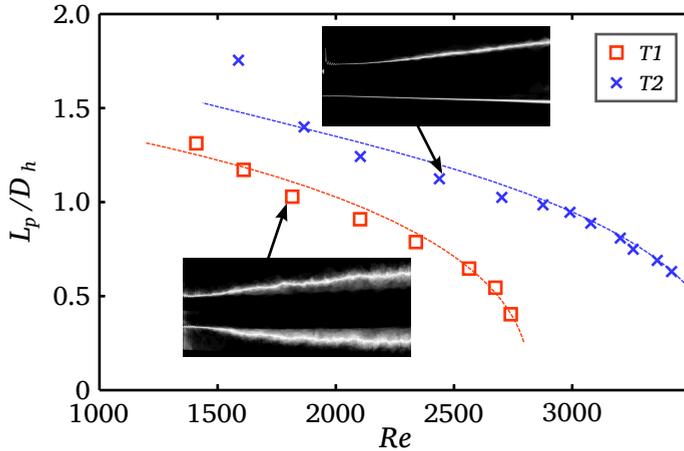


Figura 5.26: Relación  $L_p/D_h$  en función de  $Re$  para las toberas  $T1$  y  $T2$ .  $p_i = 3$  MPa.

### Tobera $T3$

Si siguiendo con el mismo procedimiento, en la Figura 5.27 se observa el comportamiento de la longitud no perturbada para la tobera  $T3$ . De nuevo las tendencias y escalado con la presión de inyección son muy similares a las obtenidas en las anteriores toberas.

Al comparar los resultados de  $L_p$  de la tobera  $T3$  con la tobera  $T1$ , donde solo varía la longitud del orificio ( $L$ ), se observa que para todas las presiones de inyección la tobera  $T3$  presenta un  $L_p$  mayor que la tobera  $T1$  para un mismo  $Re$ , lo que significa que el proceso de atomización y por tanto la interacción entre el líquido y el aire en las cercanías de la tobera  $T3$  es menor debido a su mayor longitud. De nuevo se aprecia que la aparición de la cavitación no parece tener un efecto importante en la longitud no perturbada. Un ejemplo comparativo entre estas dos toberas para la presión de inyección de 3 MPa se muestra en la Figura 5.28.

Estos resultados siguen la misma tendencia presentada en las Tablas 4.1 y 4.4 con respecto a la tobera  $T1$ ; mostrando que la tobera  $T3$  al tener una

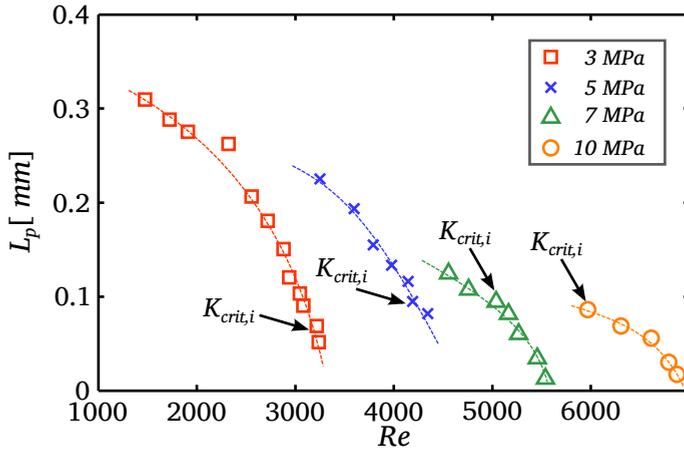


Figura 5.27: Longitud no perturbada de la tobera T3 en función del número de Reynolds a diferentes presiones de inyección.

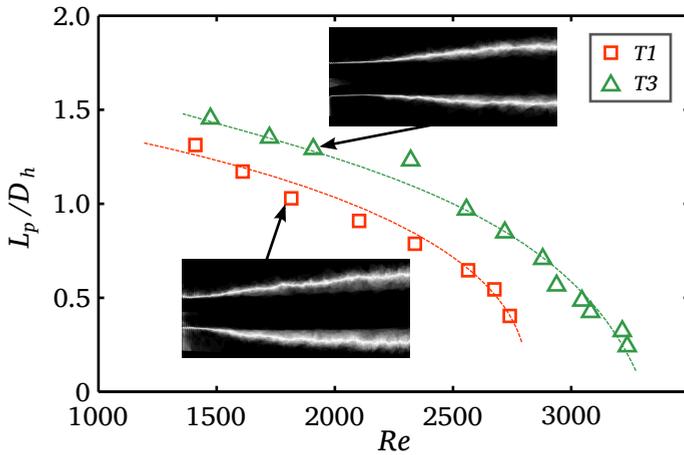


Figura 5.28: Relación  $L_p/D_h$  en función de  $Re$  para las toberas T1 y T3.  $p_i = 3$  MPa.

mayor longitud necesita de condiciones más críticas tanto para cavitarse como para alcanzar la atomización del chorro.

### Tobera T4

Por último, en las Figuras 5.29 y 5.30 se muestran los resultados de la longitud no perturbada para la tobera T4. En la Figura 5.29 se puede observar que esta tobera alcanza valores más elevados de  $L_p$  a diferencia de las otras

toberas, llegando en el caso de bajas presiones de inyección hasta 0.5 mm de longitud no perturbada. Similar a lo presentado en la tobera *T2* se observa que no se especifican los números de cavitación críticos incipientes, ya que para estas condiciones la longitud perturbada es nula y por tanto en condiciones de colapso de gasto másico también.

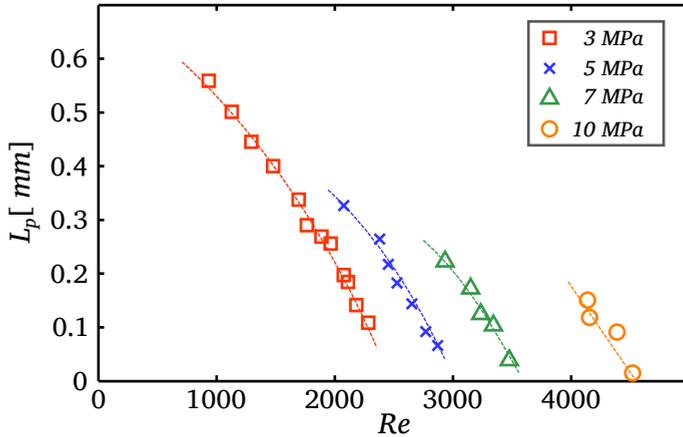


Figura 5.29: Longitud no perturbada de la tobera *T4* en función del número de Reynolds a diferentes presiones de inyección.

En la Figura 5.30 se compara la tobera *T4* con su semejante (tobera *T1*), las cuales mantienen la misma longitud del orificio, radio de acuerdo nulo y el único parámetro que varía es el ancho a la salida de la tobera ( $W_o$ ). En esta figura se puede observar que en el caso de la tobera *T4*, la longitud no perturbada llega a alcanzar un valor cercano a cuatro veces el diámetro hidráulico, mientras que para el mismo  $Re$ , la tobera *T1* alcanza como máximo la unidad. Esto ratifica el hecho que toberas con una mayor sección de salida y bajo las mismas condiciones de presión son más propensas a alcanzar la atomización completa del chorro, relacionado con unos mayores regímenes en el interior del orificio.

## 5.4. Conclusiones

En el presente capítulo se han utilizado cinco toberas transparentes planas mono-orificio (toberas *T1* a *T5*) con diferentes geometrías con el fin de estudiar la influencia de los parámetros geométricos, la cavitación y las condiciones de inyección sobre el proceso de atomización primaria. Con este fin se han realizado la visualización de los primeros milímetros del chorro y se han tomado

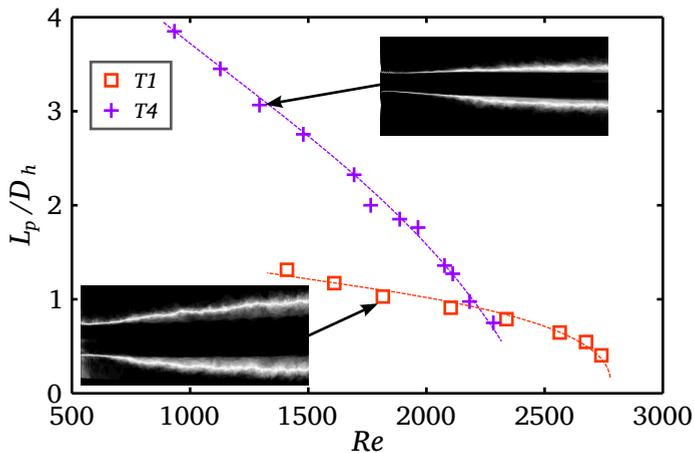


Figura 5.30: Relación  $L_p/D_h$  en función de  $Re$  para las toberas T1 y T4.  $p_i = 3$  MPa.

en cuenta los estudios de la caracterización hidráulica y la visualización del flujo interno, presentados en el capítulo 4.

El primer paso para conocer el comportamiento del chorro consistió en establecer en qué regímenes de atomización se encontraba cada tobera en cada una de las condiciones ensayadas. De esta forma se pudo observar que para las condiciones ensayadas las toberas se encuentran en dos regímenes de atomización primaria: segundo régimen inducido por interacción aerodinámica y régimen de atomización. En particular, las toberas T7 y T8 se encuentran siempre en régimen de atomización.

Posteriormente, se logró determinar la estructura y comportamiento del chorro en régimen inducido. De forma general para todas las toberas se observó un comportamiento similar en cuanto a la evolución de los ligamentos, la formación de gotas y la interacción líquido-aire. Sin embargo, se observó que toberas con menor radio de acuerdo, menor longitud y mayor sección de salida tienden a mejorar el proceso de atomización; puesto que, para las mismas condiciones la aparición de ligamentos se presentan a distancias más cercanas a la salida del orificio y las dimensiones de estos ligamentos son cada vez menores favoreciendo la formación de pequeñas gotas. Incluso para la tobera T6 (con gran sección de salida) se pudo apreciar una estructura con muy pocos y pequeños ligamentos, lo que se traduce en un chorro más desarrollado en cuanto a atomización se refiere.

A continuación, en régimen de atomización se identificaron dos zonas en el inicio del chorro con diferentes anchuras. Una primera zona justo a la salida

del chorro que se muestra como una columna líquida imperturbada de anchura casi constante y una segunda zona donde se aprecia la apertura del chorro en los primeros milímetros. Para caracterizar este comportamiento se ha realizado un análisis cuantitativo a partir de la definición de dos parámetros como son: el micro-ángulo de apertura ( $\theta_m$ ) y la longitud no perturbada ( $L_p$ ) a partir de las imágenes obtenidas.

En términos generales, en cuanto al comportamiento del micro-ángulo de apertura se pudo apreciar un incremento del valor de  $\theta_m$  conforme disminuye la densidad de la cámara ( $\rho_a$ ) y aumenta la velocidad relativa del líquido y el aire en la zona de régimen inducido. Además se observó que una vez el chorro alcanza el régimen de atomización el valor de  $\theta_m$  se estabiliza o empieza a disminuir en función del tipo de geometría y los niveles de turbulencia generados en el interior del orificio.

En estas zonas estabilizadas los niveles de turbulencia tienden a aumentar  $\theta_m$ , mientras la menor densidad promueven su descenso, manteniendo el valor del ángulo en un valor medio. Sin embargo una vez el micro-ángulo de apertura ha alcanzado el máximo valor, al seguir disminuyendo la densidad en la cámara, el ángulo desciende con esta.

Se pudo apreciar en la mayoría de las toberas que el máximo valor alcanzado del ángulo se presenta una vez aparece cavitación en el interior del orificio.

En particular se logró observar la baja influencia del flujo a la entrada del orificio en el contorno opuesto a la entrada (parte inferior del chorro) cuando se tiene un radio de acuerdo suficientemente grande (tobera T2) o a partir de un determinado ancho a la salida del orificio (toberas T5) mostrando un ángulo apreciablemente inferior en comparación con el contorno superior.

Respecto a la longitud de la zona no perturbada se pudo apreciar que existe una tendencia clara con el número Reynolds ( $Re$ ) mostrando como a medida que el régimen del flujo va aumentando, el valor de la longitud no perturbada se va haciendo más pequeña hasta volverse nula lo que se traduce en un chorro más atomizado. En cuanto a la influencia de la cavitación en la longitud no perturbada ( $L_p$ ) se pudo observar una poca relación entre estos. De hecho, una vez aparece la cavitación, la longitud no perturbada es muy pequeña o nula y por lo tanto esta depende más de la interacción entre el chorro con el aire.

Por otro lado se pudo observar la influencia que tiene la presión de inyección en la variación de  $L_p$ . Así, a medida que la presión de inyección va incrementando, la longitud no perturbada disminuye, lo que se traduce en una mayor atomización del chorro. Además se pudo observar que a medida que incrementa la presión de inyección, la apertura del chorro ocurre más cerca a

la salida del orificio, llegando incluso a valores de  $L_p$  nulos para presiones de inyección elevadas.

Finalmente a partir de la relación  $L_p/D_h$  fue posible observar claramente que toberas con un mayor radio de acuerdo, mayor longitud de orificio y menor sección de salida presentan una zona intacta o longitud no perturbada mayor. Se observa que de estos tres parámetros geométricos ( $r_e$ ,  $L$  y  $W_o$ ), el parámetro que más influye en la longitud no perturbada es  $W_o$ ; es decir, una tobera con una menor sección, empezará la apertura y atomización del mismo a una distancia axial más lejana de la salida del orificio como se mostró en la Figura 5.30 donde para la tobera T4, la longitud no perturbada llega a estar a una distancia cuatro veces mayor que su diámetro hidráulico.

## Referencias

- [1] OHNESORGE, W. «Die bildung von tropfen an düsen und die auflösung flüssiger strahlen». *Mathematik und Mechanik* 16 (1936), págs. 355-358.
- [2] REITZ, R. y R. DIWAKAR. «Structure of high-pressure fuel sprays». *SAE Paper 870598* (1987).
- [3] LEFEBVRE, A. *Atomization and sprays*. CRC, 1989.
- [4] FAETH, G., L.-P. HSIANG y P.-K. WU. «Structure and breakup properties of sprays». *International Journal Of Multiphase Flow* 21 (1995), págs. 99-127.
- [5] 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).
- [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] SALIBA, R., I. BAZ, J. CHAMPOUSSIN, M. LANCE y J. MARIÉ. «Cavitation effect on the near nozzle spray development in high-pressure Diesel injection». *Proceedings of 19th ILASS (Europe)*. 2004.
- [8] HIROYASU, H. y M. ARAI. «Structures of fuel sprays in Diesel engines». *SAE Paper 900475* (1990).
- [9] NABER, J. D. y D. SIEBERS. «Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of Diesel sprays». *SAE Paper 960034* (1996).

- [10] 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).
- [11] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y J. DE LA MORENA. «Study of cavitation phenomena based on a technique for visualizing bubbles in a liquid pressurized chamber». *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30 (2009), págs. 768-777.
- [12] 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* 90.3 (2011), págs. 1267-1276.

## Capítulo 6

---

# Conclusiones y desarrollos futuros

---

### 6.1. Conclusiones

En esta Tesis se ha llevado a cabo un estudio del comportamiento del flujo interno y del chorro Diesel en los primeros milímetros en condiciones cavitantes y no cavitantes. Para este fin se ha diseñado y puesto a punto un sistema de visualización de orificios transparentes que permite observar el flujo en el interior del orificio y el chorro a la salida del mismo usando toberas con dimensiones cercanas a las utilizadas en un sistema de inyección Diesel.

A la vez, se han diseñado y ensamblado un grupo de toberas mono-orificio transparentes con dimensiones cercanas a las reales y se ha empleado la técnica de visualización por iluminación trasera difusa para adquirir imágenes del flujo interno y el chorro en los primeros milímetros con una alta resolución espacial, cercana a los 500 pixel/mm, gracias a la utilización de una lente biconvexa.

Debido a las altas velocidades del flujo en el interior de una tobera de inyección con estas dimensiones (cientos de micrómetros), ha sido necesario utilizar una fuente de iluminación con un tiempo de duración lo suficientemente pequeño (300 ns) para lograr congelar el movimiento del flujo de combustible, usando para ello un led de corta duración. La inyección ha sido llevada a cabo en una maqueta de alta presión diseñada 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 propósito de concentrar los haces de luz provenientes del led en la zona de interés se ha utilizado una lente Fresnel alineada con los demás elementos ópticos.

Esta técnica se ha utilizado para las dos configuraciones usadas en la maqueta. En la primera de ellas, se ha inyectado sobre combustible líquido presurizado (mismo combustible inyectado), con el fin de detectar las primeras burbujas a la salida de la tobera y también detectar la cavitación incipiente y el desarrollo de estas zonas de vapor en el interior del orificio. Esto es posible gracias a la diferencia entre los índices de refracción de la fase líquida y la fase vapor. La segunda configuración utilizada ha sido inyectando en aire con el propósito de simular las condiciones de densidad presentes en una cámara de combustión real y observar el comportamiento del chorro en los primeros milímetros a la salida de las toberas.

Se han empleado ocho modelos de toberas transparentes, siete toberas de sección plana y una tobera cilíndrica. Las toberas planas se forman a partir de ventanas de metacrilato y unas finas láminas de hojalata que definen la geometría de cada tobera produciendo así toberas con diferente radio de acuerdo, longitud de orificio y sección de salida. Por su parte, la tobera cilíndrica ha sido fabricada en cuarzo y en su interior se encuentra el orificio de inyección fabricado mediante láser.

Con la maqueta llena de combustible, se ha realizado la caracterización hidráulica de cada una de las toberas y de forma simultánea se han adquirido imágenes a cuatro niveles de presión de inyección (3, 5, 7 y 12 MPa) y diferentes presiones a la descarga desde 0.1 hasta 5 MPa con el fin de detectar las condiciones críticas cuando se presenta el colapso del gasto másico, la aparición de las primeras burbujas en la descarga y la cavitación incipiente en el orificio. De este estudio se pueden extraer las siguientes conclusiones:

- En primer lugar se lograron determinar las pérdidas de carga desde el raíl hasta la entrada del orificio en cada una de las toberas estudiadas con el fin de conocer las condiciones aguas arriba del orificio. A partir de la pérdida de carga total ( $\Delta p_{\text{raíl-alimentación}}$ ) se cuantificó una presión aguas arriba del orificio menor en un 3% a la presión medida en el raíl para bajos caudales de inyección y hasta un 40% menor para caudales más elevados. En cuanto a la velocidad en el canal de alimentación ( $u_{\text{canal}}$ ) se observó que ésta varía entre 0.1 m/s para bajos caudales hasta 50 m/s para altos caudales y no es nula.
- A partir de las medidas de gasto másico se pudo corroborar el comportamiento lineal del gasto másico ( $\dot{m}$ ) con la raíz de la diferencia de pre-

siones  $\Delta p^{1/2}$  antes de producirse el colapso del gasto másico. Además se observó la influencia de la presión de inyección en el colapso del gasto másico, mostrando que a medida que  $p_i$  incrementa las toberas son más propensas a colapsar y por tanto requieren unas condiciones menos críticas en la descarga ( $p_{bcrit}$  mayor).

- Se pudo evidenciar el comportamiento asintótico del coeficiente de descarga en función del número de Reynolds para todas las toberas mostrando que las  $T1$  a  $T6$  se encuentran mayoritariamente en regímenes laminar y transitorio mientras que en las toberas de mayor dimensión ( $T7$  y  $T8$ ) predomina el régimen turbulento.

También se observó el comportamiento del coeficiente de descarga en condiciones de colapso, donde experimenta un brusco descenso abandonando el comportamiento asintótico frente al número de Reynolds y pasando a depender linealmente con la raíz del número de cavitación ( $K^{1/2}$ ).

- Aunque el criterio utilizado tradicionalmente en toberas reales para definir si una tobera se encuentra en estado cavitante o no cavitante es el colapso del gasto másico, con las medidas de visualización realizadas en las toberas transparentes fue posible definir dos nuevos criterios a partir de la detección de cavitación incipiente en el interior del orificio y la aparición de las primeras burbujas a la salida de la tobera. No obstante se analiza que la formación de estas burbujas a la salida no dependen únicamente de la cavitación formada en el interior sino que se pueden presentar condiciones locales que promueven la formación de zonas de vapor en esta zona.

No obstante, resulta de gran interés que estos dos nuevos criterios se presentan en condiciones menos críticas que las condiciones en las que ocurre el colapso del gasto másico. Así, queda demostrado que antes de que ocurra el colapso del gasto másico ya se evidencian zonas de vapor en el interior del orificio y el colapso del gasto másico ocurre una vez la cavitación se encuentra lo suficientemente desarrollada en el interior del orificio, llegando casi a la salida del mismo (condiciones de supercavitación).

- Se pudo mostrar con la tobera  $T2$  la presencia de cavitación en su interior a pesar de no alcanzar el colapso del gasto másico. Esto se debe, tal como se observó con las demás toberas, a que el colapso del gasto másico se presenta una vez la cavitación se encuentra bastante extendida por el orificio. Aunque la tobera  $T2$  tiene un radio de acuerdo lo suficiente-

mente grande, la influencia de otros factores como irregularidades en la superficie podrían propiciar la formación de la cavitación.

- Aplicando los tres criterios, se ha estudiado la influencia que tienen la geometría en la formación de cavitación en el interior del orificio obteniendo tendencias similares en los tres casos. De esta manera, se pudo mostrar que toberas con mayor radio de acuerdo, mayor longitud de orificio y/o menores secciones a la salida tienen una menor tendencia a formar cavitación en el interior del orificio y por lo tanto una menor tendencia a llegar al punto de colapso del gasto másico.

A partir de un diagrama de burbujas, mostrado en la Figura 4.7, se establecieron cuatro grupos de toberas similares, observando así que en el primer grupo, bajo las mismas condiciones, la tobera  $T2$  con un radio de acuerdo mayor a la tobera  $T1$  el gasto másico no colapsa como consecuencia de unas menores zonas de recirculación conforme aumenta el radio de acuerdo; en el segundo grupo la tobera  $T3$  con una longitud de orificio mayor a  $T1$  tiene menos tendencia a colapsar o requiere de unas condiciones más críticas debido a las mayores pérdidas por fricción al aumentar la longitud del orificio. En los últimos dos grupos se muestra que toberas con mayor sección a la salida son más propensas a colapsar. Por un lado se observa que al aumentar el ancho de la sección de salida ( $W_o$ ) las pérdidas a la entrada del orificio son menores, favoreciendo el colapso del gasto másico; sin embargo, al seguir aumentando la sección de salida las pérdidas por fricción toman mayor importancia haciendo que la tobera requiera de unas condiciones más críticas para colapsar (ver Figura 4.8).

- Posteriormente se escogieron las toberas  $T1$ ,  $T4$ ,  $T5$  y  $T6$ , las cuales tienen una longitud de orificio similar ( $L$ ), radio de acuerdo nulo ( $r_e = 0$ ) y el único parámetro que varía es el ancho a la salida  $W_o$  de las mismas. Utilizando los datos obtenidos en la caracterización hidráulica y en la visualización de estas toberas, fue posible obtener correlaciones que permiten predecir el comportamiento del flujo interno en función del número de Reynolds y el ancho de la tobera. Así, se observó la influencia del ancho de la tobera en el coeficiente de descarga en condiciones de colapso y de no colapso a partir de mapas de contorno (Figuras 4.20 y 4.23) mostrando en el caso no cavitante un rápido incremento de  $C_d$  y un valor máximo ( $C_{dmax}$ ) mayor para valores pequeños de  $W_o$ .

Continuando con el estudio para lograr comprobar la influencia de la geometría en la formación de la cavitación y su aparición en condiciones menos

críticas que aquellas en las que ocurre el colapso del gasto másico, resulta importante conocer como evoluciona la cavitación en el interior del orificio. Para ello, se han definido los parámetros  $L_c$  y  $W_v$ , para conocer el desarrollo de las zonas de vapor a lo largo y ancho del orificio respectivamente. De este estudio se originan las siguientes conclusiones:

- Se observó el beneficio de usar toberas planas asimétricas con dimensiones en el orden de cientos de micrómetros, obteniendo mono-estructuras de cavitación tipo películas de vapor útiles en la obtención de los parámetros  $L_c$  y  $W_v$ . Así, para este estudio la tobera cilíndrica ha sido descartada debido a la formación de varias zonas de vapor que dificultan el procesado de las imágenes y el estudio de su extensión.
- Se mostró la evolución del parámetro  $L_c/L$  en función del número de cavitación ( $KN$ ) notando un rápido incremento de la zona de vapor desde la aparición de la cavitación hasta llegar a un punto donde se estabiliza este valor. Sin embargo, el máximo valor medido de la relación  $L_c/L$  nunca alcanza el valor de 1, lo cual se debe a la formación de microgrietas en las ventanas que conforman las toberas dificultando la visualización y procesado en esta parte final del orificio. En el caso de la tobera  $T2$  las grietas no repercuten en el máximo valor de la relación  $L_c/L$ , ya que no alcanza a ocupar siquiera el 40% de la longitud del orificio.
- A pesar de no poder procesar la parte final del orificio por la presencia de micro-grietas, se pudo observar a partir de las tendencias de  $L_c/L$  que el colapso del gasto másico se presenta cuando la cavitación se encuentra muy desarrollada cercana a las condiciones de *supercavitación*.
- En cuanto a la evolución de la zona de vapor en el sentido transversal ( $W_v/W_e$ ) para cada tobera, se observó un comportamiento similar a la evolución longitudinal alcanzando un valor máximo estable, en la mayoría de los casos, menor al ancho a la entrada ( $W_e$ ). En especial en la tobera  $T4$  se pudo observar que para las condiciones más críticas la zona de vapor parece ocupar toda la sección transversal del orificio; no obstante, esto no indica que no haya paso de combustible líquido ya que las imágenes obtenidas captan la cavitación en toda la profundidad del orificio y por tanto la cavitación puede tener un comportamiento como el mostrado en la Figura 4.62.
- Se observó la influencia de la presión de inyección en la evolución de los parámetros  $L_c$  y  $W_v$ , siendo más propenso a iniciar la cavitación a medida que incrementa  $p_i$  y por tanto la evolución de la zona de vapor se presenta a unas condiciones menos críticas aguas abajo.

- Haciendo un comparativo entre las diferentes toberas se analizó la evolución de la relación  $L_c/L$  y  $W_v$ , mostrando que el desarrollo de las zonas de vapor se encuentra favorecida por radios de acuerdo nulos, pequeñas longitudes de orificio y grandes secciones a la salida. De esta forma, la influencia que tiene la geometría en la evolución de la cavitación sigue manteniendo la misma tendencia presentada con los tres criterios críticos de colapso, burbujas a la salida y cavitación incipiente.
- En la parte final de este estudio, se evaluó el comportamiento del máximo valor estable alcanzado por  $W_v$ , mostrando que este tiene su propia escala a partir de un determinado tamaño en la sección de salida (Figura 4.76).

Posterior al estudio de diversas geometrías de toberas transparentes simplificadas, se profundiza en el comportamiento del flujo interno utilizando diferentes combustibles y la tobera cilíndrica (tobera T8) con el propósito de estudiar la incidencia de las propiedades del combustible en la cavitación, tomando en cuenta los mismos tres criterios: cavitación incipiente, aparición de las primeras burbujas y colapso del gasto másico y por otra parte la influencia del índice de refracción en la calidad de las imágenes obtenidas.

Este estudio muestra conclusiones similares en cuanto al escalado de los tres criterios obtenido con las toberas planas, donde la aparición de las burbujas se presenta a unas condiciones menos críticas que el colapso del gasto másico y a su vez la cavitación incipiente a unas condiciones menos críticas que la aparición de burbujas. En lo que se refiere a la influencia del combustible en la cavitación y en la calidad de las imágenes se pueden establecer las siguientes conclusiones:

- El colapso del gasto másico ocurre en una condición diferente para cada combustible y se escala de acuerdo a sus propiedades, siendo el más propenso a colapsar el n-heptano, seguido del n-decano, n-dodecano y finalmente el gasoil comercial.
- Acorde con lo anterior se ha mostrado como para las mismas condiciones de presión aguas arriba y aguas abajo del orificio el n-heptano presenta números de Reynolds mayores a los demás combustibles. A su vez el coeficiente de descarga también varía en función del combustible y se sigue manteniendo una tendencia asintótica de  $C_d$  en función de  $Re$  tomando en cuenta los puntos antes de llegar al colapso del gasto másico como se mostró en la Figura 4.80.
- Se determinó la poca influencia que tiene la presión de vapor de los combustibles utilizados en la presente Tesis en el cálculo del número de

cavitación (ver Figura 4.82). Esto se debe a que los valores de la presión de vapor ( $p_v$ ) en comparación con las presiones aguas arriba y aguas abajo del orificio son muy pequeños.

- Continuando con el estudio de la influencia de las propiedades del combustible en el colapso del gasto másico, se pudo determinar que la densidad tiene influencia muy leve en comparación con la viscosidad, la cual como se pudo observar en las Figuras 4.83 y 4.84 afecta fuertemente tanto el coeficiente de descarga como en el número de cavitación crítico.
- Se pudo comprobar que combustibles con una menor viscosidad tendrán una mayor tendencia a cavitarse, ya que para las mismas condiciones aguas arriba del orificio, necesita de unas condiciones menos críticas en la descarga para llegar a colapsar el gasto másico. Así, combustibles con una menor viscosidad presentan números de cavitación críticos ( $K_{crit}$ ) más grandes puesto que desarrollan unos regímenes más elevados.
- Aplicando la misma técnica de visualización se lograron determinar las condiciones críticas siguiendo los criterios de cavitación incipiente y formación de las primeras burbujas de cavitación a la salida para los cuatro combustibles. Se pudo observar que el combustible más propenso a alcanzar las condiciones críticas es el n-heptano, seguido del n-decano, posteriormente el n-dodecano y finalmente el gasoil comercial tanto visualizando la cavitación incipiente como las primeras burbujas a la salida coincidiendo con las tendencias mostradas en los resultados del colapso del gasto másico.
- En cuanto a la calidad de las imágenes se pudo ver que a medida que la diferencia entre el índice de refracción del combustible y el índice de refracción del cuarzo era mayor, la calidad de las imágenes era menor. Este hecho se debe a la desviación de luz al pasar por la tobera, haciendo que los bordes del orificio sean más notorios dificultando la visualización en el interior del orificio y la propia cavitación.
- Además, correlacionando las medidas de visualización con la caracterización hidráulica (realizadas de forma simultánea), se logró observar que el colapso del gasto másico se presenta una vez la cavitación se ha desarrollado en gran parte del orificio en condiciones cercanas a la supercavitación.

Una vez estudiado el fenómeno de la cavitación en el interior del orificio de las diferentes toberas, se procede a analizar la influencia que tiene sobre la formación del chorro Diesel usando la misma técnica de visualización y la

misma resolución. Para ello, en adelante se lleva a cabo la inyección usando aire en el interior 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, el primer paso consistió en establecer en qué regímenes de atomización se encontraba cada tobera en cada una de las condiciones ensayadas. De esta forma se pudo observar que para las condiciones ensayadas las toberas se encuentran en dos regímenes de atomización primaria: segundo régimen inducido por interacción aerodinámica y régimen de atomización. En particular, se observó que las toberas *T7* y *T8* se encuentran siempre en régimen de atomización debido a su gran sección de salida.

De forma general para todas las toberas en régimen inducido, se observó un comportamiento similar en cuanto a la evolución de los ligamentos, la formación de gotas y la interacción líquido-aire. No obstante, se logró mostrar que toberas con un menor radio de acuerdo, menor longitud de orificio y mayor sección de salida tienden a mejorar el proceso de atomización; puesto que, para las mismas condiciones la aparición de ligamentos se presentan a distancias más cercanas a la salida del orificio y las dimensiones de estos ligamentos son cada vez menores favoreciendo la formación de pequeñas gotas.

En cuanto al régimen de atomización, se realiza un primer análisis de las imágenes obtenidas mostrando que existen dos zonas diferenciadas en la zona inicial del chorro en función de la variación del anchura del mismo:

- Zona 1 ó de anchura constante: es la zona más cercana a la salida del orificio y en ésta se puede considerar un ángulo de apertura prácticamente nulo; es decir, el chorro se muestra como una columna de líquido 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 de anchura variable: esta zona aparece justo al final de la zona 1, en donde la apertura del chorro empieza a mostrar una evolución no lineal con la posición axial que define el micro-ángulo de apertura,  $\theta_m$ .

La influencia que tiene la cavitación y la geometría de las toberas sobre estos parámetros ha sido estudiada de forma exhaustiva en un amplio rango de presiones, tomando en cuenta las condiciones críticas encontradas en la caracterización hidráulica y la visualización en atmósfera líquida. De este estudio se desprenden las siguientes conclusiones fundamentales:

- El micro-ángulo de apertura incrementa conforme aumenta la velocidad entre el líquido y el aire en la zona de régimen inducido. En régimen de atomización, en general se observó que el micro-ángulo de apertura del chorro presenta un incremento cuando aparece la cavitación en el interior del orificio.
- Se logró observar la baja influencia del flujo interno en el contorno inferior del chorro cuando se tiene un radio de acuerdo o una sección de salida suficientemente grande.
- Respecto a la longitud de la zona no perturbada se pudo apreciar que existe una tendencia clara con el número de Reynolds ( $Re$ ) mostrando una baja influencia de la cavitación formada en el interior en el parámetro  $L_p$ . De hecho se observa que las condiciones críticas de cavitación incipiente se presentan para valores de  $L_p$  muy bajos o nulos. Por lo tanto, la variación de la longitud no perturbada se debe en gran medida al régimen del flujo y la interacción líquido-aire en las cercanías del orificio.
- Se pudo observar que a medida que se incrementa la presión de inyección, los valores de  $L_p$  son menores, llegando incluso a valores de  $L_p$  nulos donde el chorro presenta una apertura justo en la sección de salida de la tobera.
- Finalmente a partir de la relación  $L_p/D_h$  fue posible observar claramente que toberas con un mayor radio de acuerdo, mayor longitud de orificio y menor sección de salida presentan una zona intacta o no perturbada mayor, siendo el más influyente la sección de salida.

## 6.2. Desarrollos futuros

Como se ha visto, en esta Tesis se ha estudiado con profundidad el comportamiento del flujo interno en condiciones cavitantes y no cavitantes, prestando un especial interés en la formación y desarrollo de la cavitación en el interior del orificio y a su vez la influencia de la cavitación sobre la atomización y desarrollo del chorro en los primeros milímetros a la salida de la tobera. A continuación se proponen algunas tareas y trabajos encaminados a proporcionar mayor información en torno a estos procesos:

- Trabajar con más geometrías de toberas transparentes. Aunque se ha logrado determinar la influencia de diferentes parámetros geométricos en el comportamiento del flujo interno y el chorro, resulta interesante estudiar toberas con un mayor rango de radios de acuerdo, longitudes de

orificio y conicidades con el fin de apreciar la evolución de la cavitación en función de estos parámetros geométricos, siguiendo una metodología similar a la desarrollada en la presente Tesis.

- Utilización de toberas no asimétricas o axi-simétricas. En este estudio se han utilizado únicamente toberas transparentes mono-orificio, siete toberas planas asimétricas y una tobera cilíndrica axi-simétrica. Sin embargo con el fin de observar el comportamiento en una tobera real, resulta interesante trabajar con toberas axi-simétricas. Esto depende en gran medida de la disponibilidad tecnológica y los costos de fabricación de toberas con geometrías más complejas en el caso de orificios de sección circular y en el caso de geometrías planas dependerá del diseño y la calidad de las láminas que componen el orificio.
- Trabajar con flujo no estacionario. En la presente Tesis se ha trabajado siempre en flujo continuo; sin embargo, resulta interesante lograr visualizar la cavitación en toberas transparentes acopladas a un inyector real con aguja. Esta configuración permitiría conocer el comportamiento de la cavitación en función del levantamiento de la aguja, así como determinar el comportamiento del flujo interno en condiciones transitorias a partir de medidas de tasa y cantidad de movimiento.
- Ensayos con presiones de inyección más elevadas. Como se comentó en la sección 3.7, el actual sistema de visualización de toberas transparentes tiene una estanqueidad límite que se encuentra entre los 17 y 20 MPa y que al trabajar con flujo continuo la visualización del chorro a partir de 12 MPa se dificulta por la formación de zonas turbulentas entre el chorro y la pieza denominada *Base*. Parte de este problema se solucionaría trabajando en flujo no estacionario como se comentó en el punto anterior, sin embargo en este caso es importante tener en cuenta de nuevo la estanqueidad entre la zona transparente con el inyector y las vibraciones en la apertura y cierre de la aguja que podrían ocasionar la rotura del material transparente.
- Estudio computacional del flujo interno y el proceso de atomización primaria. Resulta interesante a partir de la gran cantidad de datos obtenidos experimentalmente llevar a cabo estudios computacionales que permitan en primer lugar la puesta a punto de códigos y posterior a ello realizar cálculos fluidodinámicos en tres dimensiones que permitan estudiar de forma más exhaustiva la formación de la cavitación y los niveles de turbulencia generados en el interior del orificio y en el chorro aplicando modelos como por ejemplo LES (*Large Eddy Simulation*) y DNS (*Direct Numerical Simulation*).

---

# Bibliografía

---

- 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), págs. 677-681, (Aparece en: Cap.2-[54]).
- ALTENBACH, H. y K. TUSHTEV. «A new static failure criterion for isotropic polymers». *Mechanics of Composite Materials* 37 (2001), págs. 475-482, (Aparece en: Cap.3-[107]).
- AmeSIM v.4 users manual*. LMS Imagine. 2002, (Aparece en: Cap.2-[30], Cap.4-[182]).
- An introduction to stress analysis applications with Solidworks Simulation, student guide*. SolidWorks Corporation. 2010, (Aparece en: Cap.3-[106]).
- ANDRIOTIS, A. y M. GAVAISES. «Influence of vortex flow and cavitation on near-nozzle Diesel spray dispersion angle». *Atomization and Sprays* 19-3 (2009), págs. 247-261, (Aparece en: Cap.2-[52,71,74]).
- ANDRIOTIS, A., M. GAVAISES y C. ARCOUMANIS. «Vortex flow and cavitation in Diesel injector nozzles». *Journal of Fluid Mechanics* 610 (2008), págs. 195-215, (Aparece en: Cap.2-[50,54]).
- ARAI, M., M. SHIMIZU y H. HIROYASU. «Similarity between the breakup lengths of a high speed liquid jet in atmospheric and pressurized conditions». In *ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland* (1991), (Aparece en: Cap.2-[33,66]).
- ARAI, M., M. TABATA y M. SHIMIZU. «Disintegrating process and spray characterization of fuel jet injected by a Diesel nozzle». *SAE Paper 840275* (1984), (Aparece en: Cap.2-[73]).
- ARCOUMANIS, C., M. BADAMI, H. FLORA y M. GAVAISES. «Cavitation in real-size multi-hole Diesel injector nozzles». *SAE Paper 2000-01-1249* (2000), (Aparece en: Cap.2-[49]).

- 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), (Aparece en: *Cap.2-[22,50,51]*).
- ARCOUMANIS, C., M. GAVAISES y B. FRENCH. «Effect of fuel injection processes on the structure of Diesel sprays». *SAE Paper 970799* (1997), (Aparece en: *Cap.2-[30,63,64]*).
- ARCOUMANIS, C. y J. WHITELAW. «Is cavitation important in Diesel engine injectors?». *Thiesel 2000, Valencia. Editorial de la UPV* (2000), (Aparece en: *Cap.2-[51]*).
- ARRÈGLE, J. «Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 1997, (Aparece en: *Cap.1-[3]*).
- ASHBY, M. y D. JONES. *Materiales en ingeniería 1. Introducción a las propiedades, las aplicaciones y el diseño*. Editorial Reverté, 2008, (Aparece en: *Cap.3-[154]*).
- ASHMIN, V., Z. GELLER e Y. SKOBEL'CYN. «Discharge of a real fluid from cylindrical orifices». *Oil Industry* 9 (1961), págs. 135-172, (Aparece en: *Cap.2-[30]*).
- AUTODESK, ed. *AutoCAD user's manual*. Autodesk. Autodesk, 1999, (Aparece en: *Cap.3-[125]*).
- AYNETO, X. *Mecánica del medio continuo en la ingeniería*. UPC Edicions. Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, 2010, (Aparece en: *Cap.3-[107]*).
- 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), (Aparece en: *Cap.2-[52]*).
- BAE, C. y J. KANG. «Diesel spray characteristics of a common rail VCO nozzle injector». *Thiesel 2000, Valencia. Editorial de la UPV* (2000), (Aparece en: *Cap.2-[25]*).
- BARRERO RIPOLL, A. y M. PÉREZ-SABORID SÁNCHEZ-PASTOR. *Fundamentos y aplicaciones de la mecánica de fluidos*. Ed. por A. G. BRAGE. McGraw-Hill/Interamericana de España, D.L., 2005, (Aparece en: *Cap.2-[28]*).
- BERGWERK, W. «Flow pattern in Diesel nozzle spray holes». *Proc. Inst. Mech. Engrs* 173, n. 25. (1959), (Aparece en: *Cap.2-[32,35,38]*).

- BERMÚDEZ, V., R. PAYRI, S. F.J. y A.-H. PLAZAS. «Study of the influence of nozzle seat type on injection rate and spray behaviour». *ImechE. Journal of automobile engineering Part D*, 219 (2005), págs. 677-689, (Aparece en: Cap.2-[22]).
- 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), (Aparece en: Cap.2-[43,52]).
- BODE, J. y col. «Fuel spray in Diesel engines. Part I: spray formation». *ATA 92A065* (1992), (Aparece en: Cap.2-[33,66], Cap.4-[235]).
- Bridas y sus uniones. Reglas de diseño de las uniones de bridas circulares con junta de estanqueidad. UNE-EN 1591. AENOR. Mar. de 2002, (Aparece en: Cap.3-[102,146]).*
- 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), págs. 445-465, (Aparece en: Cap.2-[49]).
- CANAAN, R., J. DEC, R. GREEN y D. DALY. «The influence of fuel volatility on the liquid-phase fuel penetration in a heavy-duty D.I. Diesel engine». *SAE Paper 980510* (1998), (Aparece en: Cap.2-[73]).
- CHAVES, H., M. KNAPP, A. KUBITZEK y OBERMEIER. «Experimental study of cavitation in the nozzle hole of Diesel injectors using transparent nozzles». *SAE Paper 950290* (1995), (Aparece en: Cap.2-[33,34,51], Cap.4-[208,211,235]).
- CHAVES, H. y F. OBERMEIER. «Correlation between light absorption signals of cavitating nozzle flow within and outside of the hole of a transparent Diesel injection nozzle». *Proc. 15th ILASS-Europe, Toulouse, July 5-7* (1999), págs. 224-229, (Aparece en: Cap.2-[66]).
- CHAVES, H. e I. SCHUHBAUER. «Cavitation in an asymmetric transparent real size VCO nozzle». *Proceedings of Spray'06* (2006), (Aparece en: Cap.2-[43,52], Cap.3-[99]).
- CHEROUDI, B., S. CHEN, F. BRACCO e Y. ONUMA. «On the intact core of full-cone sprays». *SAE Paper 850126* (1985), (Aparece en: Cap.2-[73]).
- COLLICOTT, S. H. y H. LI. «True-scale, true-pressure internal flow visualization for Diesel injectors.» *SAE Paper 2006-01-0890* (2006), (Aparece en: Cap.2-[52]).

- CORREAS, D. «Estudio teórico–experimental del chorro libre Diesel isoterma». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 1998, (*Aparece en: Cap.1-[3], Cap.2-[72]*).
- DAIKOKU, M., H. FURUDATE, H. NODA y T. INAMURA. «Effect of cavitation in the two-dimensional nozzle on liquid breakup process». *Proc. 9th ICLASS 1* (2003), (*Aparece en: Cap.2-[44,48]*).
- DE LA GARZA, O. «Estudio de los efectos de la cavitación en toberas de inyección Diesel sobre el proceso de inyección y el de formación de hollín». Tesis doct. Universitat Politècnica de València, 2012, (*Aparece en: Cap.1-[3]*).
- DE LA MORENA, J., K. NEROORKAR, A. PLAZAS, P.R.C. y D. SCHMIDT. «Numerical Analysis of the Influence of Diesel Nozzle Design on Internal Flow Characteristics for 2-Valve Diesel Engine Application». *Atomization and Sprays* 23.2 (2013), págs. 97-118, (*Aparece en: Cap.2-[56]*).
- DE LA MORENA, J. «Estudio de la influencia de las características del flujo interno en toberas sobre el proceso de inyección Diesel en campo próximo». Tesis doct. Universitat Politècnica de València, 2011, (*Aparece en: Cap.1-[3,4], Cap.2-[33,37,43,52,66,73,75], Cap.3-[124,130], Cap.4-[174,205,238]*).
- DELACOURT, E., B. DESMET y B. BESSON. «Characterisation of very high pressure Diesel sprays using digital imaging techniques». *Fuel* 84.7-8 (2005), págs. 859-867, (*Aparece en: Cap.2-[70]*).
- DENT, J. «A basis for comparison of various experimental methods for studying spray penetration». *SAE Paper 710571* (1971), (*Aparece en: Cap.2-[68]*).
- 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* 15.5 (2005), págs. 517-543, (*Aparece en: Cap.2-[70]*).
- DESANTES, J., R. PAYRI, J. GARCIA y . SALVADOR. «A contribution to the understanding of isothermal Diesel spray dynamics». *Fuel* 86.7-8 (2007), págs. 1093-1101, (*Aparece en: Cap.2-[73]*).
- DESANTES, J., R. PAYRI, F. SALVADOR y A. GIL. «Development and validation of a theoretical model for Diesel spray penetration». *Fuel* 85.7-8 (2006), págs. 910-917, (*Aparece en: Cap.2-[69]*).
- 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).

- 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* 50.2 (2011), págs. 233-246, (Aparece en: Cap.1-[1], Cap.2-[72]).
- DUMONT, N. «Modélisation de l'écoulement diphasique dans les injecteurs Diesel». Tesis doct. Institut National Polytechnique de Toulouse, 2002, (Aparece en: Cap.2-[55]).
- 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), (Aparece en: Cap.2-[55,58]).
- DUMOUCHEL, C. «On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams». *Experiments in Fluids* 45.3 (2008), págs. 371-422, (Aparece en: Cap.2-[58]).
- ESPEY, C. y J. DEC. «The effect of TDC temperature and density on the liquid-phase fuel penetration in a D.I. Diesel engine». *SAE Paper 952456* (1995), (Aparece en: Cap.2-[73]).
- FAETH, G., L.-P. HSIANG y P.-K. WU. «Structure and breakup properties of sprays». *International Journal Of Multiphase Flow* 21 (1995), págs. 99-127, (Aparece en: Cap.5-[253]).
- FENOLLOSA, J. *Unions cargolades*. UPC Edicions. Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, 1992, (Aparece en: Cap.3-[109]).
- FOX, T. y J. STARK. «Discharge coefficients for miniature fuel injectors». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace* 203 (1989), págs. 75-78, (Aparece en: Cap.2-[29]).
- 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), págs. 627-634, (Aparece en: Cap.2-[49]).
- GAO, Y. y col. «Experimental study of the spray characteristics of biodiesel based on inedible oil». *Biotechnology Advances* 27.5 (2009), págs. 616-624, (Aparece en: Cap.3-[129]).
- GARCÍA, J. M. «Aportaciones al estudio del proceso de combustión turbulenta de chorros en motores Diesel de inyección directa». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2004, (Aparece en: Cap.1-[3]).

- GARCIA, R. *Manual de fórmulas de ingeniería*. Editorial Limusa, S.A., 2004, (Aparece en: Cap.3-[154]).
- 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), (Aparece en: Cap.2-[50]).
- 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), pág. 052107, (Aparece en: Cap.2-[50]).
- GELALLES, A. *Coefficients of discharge of fuel-injection nozzles for compression-ignition engines*. Inf. téc. NACA, 1931, (Aparece en: Cap.2-[38]).
- GHOSH, G. *Handbook of thermo-optic coefficients of optical materials with applications*. Ed. por E. PALIK. Academic Press, 1998, (Aparece en: Cap.4-[235]).
- GIANNADAKIS, E. y col. «Evaluation of the predictive capability of Diesel nozzle cavitation models». *SAE Paper 2007-01-0245* (2007), (Aparece en: Cap.2-[54]).
- GIMENO, J. «Desarrollo y aplicación de la medida de flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales, Universitat Politècnica de València, 2008, (Aparece en: Cap.1-[3], Cap.2-[17,25,26,31,37,68], Cap.3-[124]).
- 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 doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2005, (Aparece en: Cap.1-[3]).
- GONZÁLEZ, U. «Efecto del choque de pared en las características del chorro Diesel de inyección directa». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 1998, (Aparece en: Cap.1-[3]).
- GRAVESEN, P., J. BRANEBJERG y O. JENSEN. «Microfluidics-a review». *J. Micro-mech. Microeng* 3.4 (1993), págs. 168-82, (Aparece en: Cap.2-[28]).
- GROGGER, H. y A. ALAJBEGOVIC. «Calculation of the cavitating flow in venturi geometries using two fluid model». *Proceedings in FEDSM98-5295*. 1998.
- HA, J. y col. «Investigation on the initial part and the spray formation delay of Diesel spray». *SAE Paper 830451* (1983), (Aparece en: Cap.2-[73]).
- HALL, G. «Analytical determination of the discharge characteristics of cylindrical-tube orifices». *Journal of Mechanical Engineering Science* 5 (1963), pág. 91, (Aparece en: Cap.2-[30]).

- HAY, P y P JONES. «Comparaison of the various correlations for spray penetration». *SAE Paper 720776* (1972), (Aparece en: *Cap.2-[68]*).
- HE, L. y F RUIZ. «Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization». *Atomization and Sprays* 5 (1995), págs. 569-584, (Aparece en: *Cap.2-[41,43,48]*).
- 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), (Aparece en: *Cap.5-[254]*).
- HERMENS, S. «Influence of Diesel injector nozzle geometry on the injection and combustion process». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2007, (Aparece en: *Cap.1-[3]*).
- HILLAMO, H., T. SARJOVAARA, O. KAARIO, V. VUORINEN y M. LARMI. «Diesel spray visualization and shockwaves». *Atomization And Sprays* 20 (3) (2010), págs. 177-189, (Aparece en: *Cap.3-[129]*).
- HINZE, J. *Turbulence*. McGraw-Hill New York, 1975, (Aparece en: *Cap.2-[72]*).
- HIROYASU, H. «Spray breakup mechanism from the hole-type nozzle and its applications». *Atomization and Sprays* 10.3-5 (2000), págs. 511-527, (Aparece en: *Cap.2-[34,49,58,74]*).
- HIROYASU, H. y M. ARAI. «Structures of fuel sprays in Diesel engines». *SAE Paper 900475* (1990), (Aparece en: *Cap.2-[61,73,74]*, *Cap.5-[256]*).
- HIROYASU, H., M. ARAI y M. SHIMIZU. «Break-up length of a liquid jet and internal flow in a nozzle». In *ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, July* (1991), (Aparece en: *Cap.2-[33,38,66]*).
- HUH, K. y A. D. GOSMAN. «Atomization mechanism of fuel injection». In *ICLASS-90, Hartford, Connecticut* (1990), (Aparece en: *Cap.2-[58]*).
- HUSBERG, T., V. MANENTE, R. EHLESKOG y ANDERSSON. «Fuel flow impingement measurements on multi-Orifice Diesel nozzles». *SAE Paper 2006-01-1552* (2006), (Aparece en: *Cap.2-[31]*).
- IDELCHIK, I. *Memento des pertes de charge*. Eyrolles Paris, 1968, (Aparece en: *Cap.4-[163]*).
- JEONG, H., K. LEE e IKEDA. «Investigation of the spray characteristics for a secondary fuel injection nozzle using a digital image processing method». *Measurement Science and Technology* 18.5 (2007), pág. 1591, (Aparece en: *Cap.3-[129]*).
- JUNG, K., T. KHIL e Y. YOON. «Effects of orifice internal flow on breakup characteristics of like-doublet injectors». *Journal of Propulsion and Power* 22 (3) (2006), págs. 653-660, (Aparece en: *Cap.2-[49]*).

- KAMPMANN, S., B. DITTUS, P. MATTES y M. KIRNER. «The influence of hydro grinding at VCO nozzles on the mixture preparation in a DI Diesel engine». *SAE Paper 960867* 105.3 (1996), págs. 1329-1339, (Aparece en: Cap.2-[31,70]).
- KAO, C.-C. y A. SHIH. «Form measurements of micro-holes». *Measurement Science and Technology* 18 (2007), págs. 3603-3611, (Aparece en: Cap.2-[25]).
- 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), (Aparece en: Cap.2-[55]).
- KASTENGREN, A. y col. «Engine Combustion Network (ECN): measurements of nozzle geometry and hydraulic behavior». *Atomization and Sprays* 22.12 (2012), págs. 1011-1052, (Aparece en: Cap.2-[22], Cap.3-[125]).
- KASTNER, O., F. ATZLER, R. ROTONDI, A. WEIGAND y K. WENZLAWSKI. «Advantages of sophisticated injection strategies in Diesel engines». *Thiesel 2010, Universitat Politècnica de València*, (Aparece en: Cap.2-[21]).
- KENT, J. C. y G. M. BROWN. «Nozzle exit flow, characteristics for square-edged and rounded inlet geometries». *Combust. Sci. Technol.* 30 (1983), págs. 121-132, (Aparece en: Cap.2-[29]).
- KNOX-KELECY, A. y P. FARRELL. «Internal flow in a scale model of a Diesel fuel injector nozzle». *SAE Paper 922308* (1992).
- 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), págs. 59-96, (Aparece en: Cap.2-[54]).
- KULL, E. y G. KRÜGER. «Correlation of spray symmetry with mass and momentum of multihole Diesel nozzles». *THIESEL 2004 Conference on Thermo and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines*. 2004, págs. 7-10, (Aparece en: Cap.2-[25,31]).
- LAMBERT, L. «Modélisation des jets d'injection haute pression des moteurs Diesel et validation expérimentale». Tesis doct. Institut français du pétrole, 1996, (Aparece en: Cap.2-[54]).
- LEE, W.-K., K. FEZAA y J. WANG. «Metrology of steel micronozzles using x-ray propagation-based phase-enhanced microimaging». *Applied Physics Letters* 87 (2005), pág. 084105, (Aparece en: Cap.3-[125]).
- LEE, W., K. FEZAA y J. WANG. «Metrology of steel micronozzles using x-ray propagation-based phase-enhanced microimaging». *Applied Physics Letters* 87 (2005), pág. 084105, (Aparece en: Cap.2-[25]).

- LEFEBVRE, A. *Atomization and sprays*. CRC, 1989, (Aparece en: Cap.2-[58,73], Cap.5-[253]).
- LICHTAROWICZ, A. K., R. K. DUGGINS y E. MARKLAND. «Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices». *J. Mech. Engng Sci.* 7.2 (1965), (Aparece en: Cap.2-[29,30,38]).
- LINNE, M., M. PACIARONI, T. HALL y T. PARKER. «Ballistic imaging of the near field in a Diesel spray». *Experiments in Fluids* 40.6 (2006), págs. 836-846, (Aparece en: Cap.2-[25]).
- LIU, B., M. JIA y Z. PENG. «An investigation of multiple-injection strategy in a Diesel PCCI combustion engine». *SAE Paper 2004-01-1134* (2004), (Aparece en: Cap.2-[68]).
- LÓPEZ, J. J. «Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2003, (Aparece en: Cap.1-[3]).
- 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* 27.2 (mar. de 2003), págs. 39-43, (Aparece en: Cap.2-[24,25], Cap.3-[124]).
- MALITSON, I. «Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica». *Journal of the Optical Society of America* 55.10 (1965), págs. 1205-1208, (Aparece en: Cap.4-[235]).
- MANIN, J. «Analysis of mixing processes in liquid and vaporized diesel sprays through LIF and Rayleigh scattering measurements». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2011, (Aparece en: Cap.1-[3]).
- Manual de la cámara SensiCam Double Shutter*. PCO imaging, (Aparece en: Cap.3-[131]).
- MARTÍNEZ, J. «Estudio computacional de la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno y el fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel». Tesis doct. Valencia: Universitat Politècnica de València, 2013, (Aparece en: Cap.1-[3,4], Cap.2-[25,56], Cap.3-[143], Cap.4-[215]).
- MEUWISSEN, M. *Yield criteria for anisotropic elasto-plastic metals*. Inf. téc. Technische Universiteit Eindhoven, 1995, (Aparece en: Cap.3-[107]).
- MISHRA, C. e Y. PELES. «Cavitation in flow through a micro-orifice inside a silicon microchannel». *Physics of Fluids* 17 (2005), pág. 013601, (Aparece en: Cap.2-[45,48]).

- MISHRA, C. e Y. PELES. «Flow visualization of cavitating flows through a rectangular slot micro-orifice ingrained in a microchannel». *Physics of Fluids* 17.11 (2005), pág. 14, (Aparece en: Cap.2-[45]).
- MÓNICO, L. «Contribución al estudio del ruido de combustión en conceptos avanzados de combustión Diesel.» Tesis doct. Valencia: Universitat Politècnica de València, 2013, (Aparece en: Cap.2-[15]).
- MUGELE, R. y H. EVANS. «Droplet Size Distribution in Sprays». *Industrial & Engineering Chemistry* 43 (6 1951), págs. 1317-1324, (Aparece en: Cap.2-[72]).
- MULEMANE, A. y col. «Comparing cavitation in Diesel injectors based on different modeling approaches». *SAE Paper* 2004-01-0027 (2004), (Aparece en: Cap.2-[55]).
- NABER, J. D. y D. SIEBERS. «Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of Diesel sprays». *SAE Paper* 960034 (1996), (Aparece en: Cap.2-[31,69,70,73], Cap.5-[256]).
- NAKAYAMA, Y. «Action of the fluid in the air micrometer; first report, characteristics of small diameter nozzle and orifice». *Bull. JSME* 4 (1961), págs. 507-524, (Aparece en: Cap.2-[30]).
- 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), (Aparece en: Cap.2-[56]).
- NURICK, W. H. «Orifice cavitation and its effects on spray mixing». *Journal of Fluids Engineering* 98 (1976), págs. 681-687, (Aparece en: Cap.2-[34,35], Cap.4-[169]).
- OHNESORGE, W. «Die bildung von tropfen an düsen und die auflösung flüssiger strahlen». *Mathematik und Mechanik* 16 (1936), págs. 355-358, (Aparece en: Cap.2-[60], Cap.5-[246]).
- OHRN, T. R., D. W. SENSER y A. H. LEFÈVRE. «Geometric effects on spray cone angle for plain-orifice atomizers». *Atomization and Sprays* 1 (1991), págs. 253-268, (Aparece en: Cap.2-[38]).
- OpenFOAM user guide version 1.4*, <http://www.openfoam.org>. (Aparece en: Cap.1-[4], Cap.3-[143]).
- ORLOV, P. *Ingeniería de diseño*. Vol. 3. Editorial MIR, Moscou, 1979, (Aparece en: Cap.3-[109]).
- OTSU, N. «A threshold selection method from gray-level histograms». *IEEE Transactions on Systems, Man and Cybernetics* SMC-9, nº1 (1979), págs. 62-66, (Aparece en: Cap.3-[137,155]).

- PALOMARES, A. «Análisis de imágenes de chorros Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2001, (Aparece en: Cap.1-[3]).
- 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), págs. 605-613, (Aparece en: Cap.2-[46,48]).
- 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* 83.4-5 (2004), págs. 419-431, (Aparece en: Cap.1-[1]).
- PAYRI, F. y J. DESANTES. *Motores de combustión interna alternativos*. Editorial Reverté, 2011, (Aparece en: Cap.2-[13]).
- 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* 218.1 (2004), págs. 81-91, (Aparece en: Cap.2-[15]).
- 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* 84.5 (2005), págs. 551-561, (Aparece en: Cap.1-[1], Cap.2-[22,31,41]).
- PAYRI, R., C. GUARDIOLA, F. J. SALVADOR y J. GIMENO. «Critical cavitation number determination in Diesel injection nozzles». *Experimental Techniques* 28.3 (mayo de 2004), págs. 49-52, (Aparece en: Cap.2-[38]).
- 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* 18.7 (jul. de 2004), págs. 1222-1235, (Aparece en: Cap.2-[22,29]).
- 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* 19.11 (nov. de 2005), págs. 2040-2052, (Aparece en: Cap.3-[129]).
- PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y J. DE LA MORENA. «Study of cavitation phenomena based on a technique for visualizing bubbles in a liquid pressurized chamber». *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30 (2009), págs. 768-777, (Aparece en: Cap.1-[1], Cap.5-[256]).
- 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), págs. 2051-2060.

- PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO y O. VENEGAS. «A technique to match the refractive index of different Diesel fuels with the refractive index of transparent materials to improve the experimental visualization». *Experimental Techniques* (2013), (Aparece en: Cap.4-[226]).
- 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* 39.1 (2005), págs. 58-78, (Aparece en: Cap.2-[15]).
- PEINER, E., M. BALKE y L. DOERING. «Form measurement inside fuel injector nozzle spray holes». *Microelectronic Engineering* 86 (2009), págs. 984-986, (Aparece en: Cap.2-[25]).
- PLAZAS, A. H. «Modelado unidimensional de inyectores common-rail Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2005, (Aparece en: Cap.1-[3]).
- QUINSON, R., J. PEREZ, M. RINK y A. PAVAN. «Yield criteria for amorphous glassy polymers». *Journal of Materials Science* 32 (1997), págs. 1371-1379, (Aparece en: Cap.3-[107]).
- RANDALL, L. N. «Rocket applications of the cavitating venturi». *Journal of the American Rocket Society* 22 (1952), págs. 28-38, (Aparece en: Cap.2-[37]).
- RANZ, W. E. «Some experiments on orifice sprays». *Can. J. Chem. Engng, August* (1958), pág. 175, (Aparece en: Cap.2-[70]).
- REITZ, R. «Atomization and other breakup regimes of a liquid jet». Tesis doct. Princeton Univ., NJ., 1978, (Aparece en: Cap.2-[38,61]).
- 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), (Aparece en: Cap.2-[70], Cap.5-[254,256]).
- REITZ, R. y F. BRACCO. «Mechanism of atomization of a liquid jet». *Physics of Fluids* 25.10 (1982), pág. 1730, (Aparece en: Cap.2-[58,64]).
- REITZ, R. y R. DIWAKAR. «Structure of high-pressure fuel sprays». *SAE Paper 870598* (1987), (Aparece en: Cap.5-[253]).
- RICHARD, B., J. NISBETT y J. E. SHIGLEY. *Shigley's Mechanical Engineering Design*. 7a edición. McGraw-Hill, New York, 2011, (Aparece en: Cap.3-[109]).
- RODRIGUEZ, P. «Modelado del comportamiento hidrodinámico de sistemas de inyección directa Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2001, (Aparece en: Cap.1-[3]).

- ROOSEN, P., O. UNRUCH y M. BEHMANN. «Investigation of cavitation phenomena inside fuel injector nozzles». *Rapid Prototyping/Laser Applications in the Automotive Industries* (1997), págs. 439-446, (Aparece en: Cap.2-[34]).
- 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), págs. 595-602, (Aparece en: Cap.2-[64]).
- RUIZ, F. «Turbulence inside a cavitating injector orifice: a different animal». *ILASS-Americas* (1998), págs. 133-137, (Aparece en: Cap.2-[65]).
- RUIZ, S. «Estudio teórico-experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros Diesel D.I.» Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2003, (Aparece en: Cap.1-[3]).
- SALIBA, R., I. BAZ, J. CHAMPOUSSIN, M. LANCE y J. MARIÉ. «Cavitation effect on the near nozzle spray development in high-pressure Diesel injection». *Proceedings of 19th ILASS (Europe)*. 2004, (Aparece en: Cap.2-[52], Cap.5-[254]).
- 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), págs. 1123-1132, (Aparece en: Cap.2-[56]).
- 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 doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2003, (Aparece en: Cap.1-[3], Cap.2-[29,30,33,37,39,54,66,70], Cap.4-[174,198,205]).
- SALVADOR, J. *Influencia de la cavitación sobre el desarrollo del chorro Diesel*. Reverté, 2007, (Aparece en: Cap.2-[32]).
- 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* 49.2 (2010), págs. 409-417, (Aparece en: Cap.2-[31]).
- SATO, K. e Y. SAITO. «Unstable cavitation behavior in a circular-cylindrical orifice flow». *JSME International Journal Series B* 45 (2002), págs. 638-645, (Aparece en: Cap.2-[34], Cap.4-[207]).
- SCHLICHTING, H. *Boundary layer theory*. McGraw-Hill, 1978, (Aparece en: Cap.2-[27,72]).

- SCHMIDT, D. P y M. L. CORRADINI. «One-dimensional analysis of cavitating orifices». *ILASS 9th Annual Conference, San Francisco* (1996), (Aparece en: Cap.2-[38,39,40]).
- SCHMIDT, D. P y M. L. CORRADINI. «Analytical prediction of the exit flow of cavitating orifices». *Atomization and Sprays* 7.6 (1997), págs. 603-616, (Aparece en: Cap.4-[238]).
- SCHMIDT, D. P y M. L. CORRADINI. «The internal flow of Diesel fuel injector nozzles: a review». *Int J Engine Research. JER 00201 ImechE* 2.6 (2001), (Aparece en: Cap.1-[1]).
- SCHMIDT, D. P, C. J. RUTLAND y M. L. CORRADINI. «A fully compressible two-dimensional model of high speed cavitating nozzles». *Atomization and Sprays* 9 (1999), págs. 255-276, (Aparece en: Cap.2-[55]).
- SCHMIDT, D. P, T-F. SU, K. H. GONEY y P. V. FARRELL. «Detection of cavitation in fuel injector nozzles». *In 8th ISTP Conference, San Francisco, California* (1995), (Aparece en: Cap.2-[39]).
- SCHMIDT, D., S. GOPALAKRISHNAN y H. JASAK. «Multi-dimensional simulation of thermal non-equilibrium channel flow». *International Journal of Multiphase Flow* 36.4 (2010), págs. 284-292, (Aparece en: Cap.2-[56]).
- SCHMIDT, D., C. RUTLAND, M. CORRADINI, P. ROOSEN y O. GENGE. «Cavitation in two-dimensional asymmetric nozzles». *SAE Paper 1999-01-0518* (1999).
- SCHUGGER, C. y U. RENZ. «Experimental investigation of the primary breakup zone of high pressure Diesel sprays from multi-orifice nozzles». *In ICLASS-2003* (2003), (Aparece en: Cap.2-[74]).
- SIEBERS, D. «Liquid-phase fuel penetration in Diesel sprays». *SAE Paper 980809* (1998), (Aparece en: Cap.2-[73]).
- SIEBERS, D. «Scaling liquid-phase fuel penetration in Diesel sprays based on mixing-limited vaporization». *SAE Paper 1999-01-0528* (1999), (Aparece en: Cap.2-[73]).
- SINNAMON, J., D. LANCASTER y J. STIENER. «An experimental and analytical study of engine fuel spray trajectories». *SAE Paper 800135* (1980), (Aparece en: Cap.2-[72]).
- SIRIGNANO, W. y C. MEHRING. «Review of theory of distortion and disintegration of liquid streams». *Progress in Energy and Combustion Science* 26.4-6 (2000), págs. 609-655, (Aparece en: Cap.2-[58]).

- 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 doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universitat Politècnica de València, 2007, (Aparece en: Cap.1-[3]).
- 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* 90.3 (2011), págs. 1267-1276, (Aparece en: Cap.2-[22], Cap.5-[264]).
- 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), (Aparece en: Cap.2-[29,32,33,37,39,49,51,66], Cap.4-[174]).
- SOTERIOU, C., M. SMITH y R. ANDREWS. «Diesel injector laser light sheet illumination of the development of cavitation in orifices». *Proc. ImechE C529/018/98* (1998), (Aparece en: Cap.2-[33,41,42]).
- SOU, A. «Liquid Jet Deformation Induced by Cavitation in Nozzles of Various Shapes». *SAE Paper 2009-24-0157* (2009), (Aparece en: Cap.2-[49]).
- SOU, A., S. HOSOKAWA y T. AKIO. «Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization». *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50.17-18 (2007), págs. 3575-3582, (Aparece en: Cap.2-[45,46,48,71]).
- 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* 49.4 (2006), págs. 1253-1259, (Aparece en: Cap.2-[34,46]).
- SOU A.AND MAULANA, M., K. ISOZAKI, S. HOSOKAWA y A. TOMIYAMA. «Effects of nozzle geometry on cavitation in nozzles of pressure atomizers». *Journal of Fluid Science and Technology* 3 (2008), págs. 622-632, (Aparece en: Cap.2-[22]).
- SOU A.AND PRATAMA, R. H., R. OHASHI y R. SUGIMURA. «Cavitation in a nozzle with asymmetric inflow and its effects on liquid jet». *ILASS - Europe 2011* (2011), (Aparece en: Cap.2-[46]).
- SPALDING, D. *Combustion and mass transfer*. Pergamon Press, 1979, (Aparece en: Cap.2-[72]).
- SPIKES, R. y G. PENNINGTON. «Discharge coefficient of small submerged orifices». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 173.1 (1959), págs. 661-674, (Aparece en: Cap.2-[35]).

- 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), págs. 1529-1559, (Aparece en: Cap.2-[55]).
- STANLEY, C. «Experimental investigation of cavitation in a cylindrical orifice». Tesis doct. Mechanical y Manufacturing Engineering, 2012, (Aparece en: Cap.3-[99]).
- STUMPP, G. y M. RICCO. «Common rail - an attractive fuel injection system for passenger car DI Diesel engines». *SAE Paper 960870* (1996), (Aparece en: Cap.2-[15]).
- 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), págs. 1001-1009, (Aparece en: Cap.2-[42,48]).
- SURHONE, L., M. TENNOE y S. HENSSONOW. *Rayleigh- Taylor Instability*. Betascript Publishing, 2011, (Aparece en: Cap.2-[64]).
- TAMAKI, N., M. SHIMIZU, K. NISHIDA y H. HIROYASU. «Effects of cavitation and internal flow on atomization of a liquid jet». *Atomization and Sprays* 8 (1998), págs. 179-197, (Aparece en: Cap.2-[66]).
- TORDA, T. «Evaporation of drops and breakup of sprays». *Astronautica Acta* 18 (1973), págs. 383-393, (Aparece en: Cap.2-[61]).
- VON MISES, R. «Berechnung von ausfluss und uberfallzahlen». *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure* 61 (1917), (Aparece en: Cap.2-[36]).
- VORTMANN, C., G. SCHNERR y S. SEELECKE. «Thermodynamic modeling and simulation of cavitating nozzle flow». *International Journal of Heat and Fluid Flow* 24 (2003), págs. 774-783, (Aparece en: Cap.2-[56]).
- WALLIS, G. B. «One-dimensional two-phase flow». McGraw-Hill (1969), (Aparece en: Cap.2-[55]).
- WALTHER, J. «Quantitative untersuchungen der innenströmung in kavitierenden Deseleinspritzdüsen». Tesis doct. TU Darmstadt, 2002, (Aparece en: Cap.2-[43,51]).
- WHITE, F. *Fluid mechanics*. McGraw-Hill, 2004, (Aparece en: Cap.2-[27]).
- WIERZBA, A. «Deformation and breakup of liquid drops in a gas stream at nearly critical Weber numbers». English. *Experiments in Fluids* 9.1-2 (1990), págs. 59-64, (Aparece en: Cap.2-[62,64]).

- 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), (Aparece en: Cap.2-[41,42,44,48], Cap.3-[143], Cap.4-[198,238]).
- WU, K., C. SU, R. STEINBERGER, D. SANTAVICCA y F. BRACCO. «Measurements of the spray angle of atomizing jets». *Journal of Fluid Mechanics* 105.4 (1983), págs. 406-410, (Aparece en: Cap.2-[70]).
- XU, M. y H. HIROYASU. «Development of a new optical technique for measuring Diesel spray penetration». *SAE Paper 902077* (1990), (Aparece en: Cap.2-[73]).
- XU, Z. y col. «Atomization of a high-speed jet». *American Physical Society, 58th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics*. 2005, (Aparece en: Cap.2-[58]).
- YON, J. «Jet Diesel haute pression en champ proche et lointain : Etude par imagerie.» Tesis doct. UFR des Sciences de Rouen, 2003, (Aparece en: Cap.2-[25]).
- YOSHINAKA, T., N. K. y K. NIIMURA. «Emission characteristics of premixed lean Diesel combustion with extremely early staged fuel injection». *SAE Paper 961163* (1996), (Aparece en: Cap.2-[68]).
- 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* 125.6 (2003), págs. 963-969, (Aparece en: Cap.2-[54]).



## TOBERAS TRANSPARENTES USADAS

Tobera	$W_o[\mu\text{m}]$	$t[\mu\text{m}]$	$D_o[\mu\text{m}]$	$r_e[\mu\text{m}]$	$D_h[\mu\text{m}]$	$L[\text{mm}]$
T1	237	194	—	0	213	1.42
T2	249	194	—	177	218	1.43
T3	237	194	—	0	213	2.14
T4	116	194	—	0	145	1.43
T5	447	194	—	0	271	1.43
T6	834	194	—	0	315	1.43
T7	606	388	—	0	588	1.45
T8	—	—	510	0	510	1.13

