

TESIS DOCTORAL

ESTUDIO DE LOS EFECTOS DE LA CAVITACIÓN EN
TOBERAS DE INYECCIÓN DIESEL SOBRE EL
PROCESO DE INYECCIÓN Y EL DE FORMACIÓN DE
HOLLÍN

presentada por

OSCAR ALEJANDRO DE LA GARZA DE LEÓN

en el

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

Para la obtención del grado de

DOCTOR INGENIERO INDUSTRIAL

Valencia, 30 de Noviembre de 2012

TESIS DOCTORAL

ESTUDIO DE LOS EFECTOS DE LA CAVITACIÓN EN TOBERAS DE INYECCIÓN DIESEL SOBRE EL PROCESO DE INYECCIÓN Y EL DE FORMACIÓN DE HOLLÍN

Realizada por: D. Oscar Alejandro de la Garza de León
Dirigida por: Dr. D. José Javier López Sánchez

TRIBUNAL CALIFICADOR:

Presidente: Dr. D. José María Desantes Fernández
Secretario: Dr. D. Francisco Javier Salvador Rubio
Vocales: Dr. D. Francisco Vicente Tinaut Fluixá
Dra. D.^a Rosario Ballesteros Yáñez
Dr. D. Manuel Valdés del Fresno

Vocales suplentes:

Dr. D. Magín Lapuerta Amigó
Dr. D. Andrés Melgar Bachiller

Valencia, 30 de Noviembre de 2012

Resumen

En un motor diesel, la mayoría de los mecanismos físico-químicos vinculados al proceso de combustión dependen directamente de las características del proceso de inyección de combustible. Además de las condiciones de funcionamiento (presión y ley de inyección, densidad del aire en el cilindro), el tamaño y la geometría de los orificios de las toberas de inyección tienen un efecto importante sobre este proceso. Aunque no es la única, la principal consecuencia de la geometría de los orificios sobre el proceso de inyección es la presencia o ausencia del fenómeno de la cavitación. Numerosos autores han estudiado este último fenómeno en los inyectores diesel.

El presente trabajo parte de una revisión de la bibliografía, en donde se puede concluir que existen relativamente pocos estudios que se hayan centrado en estudiar las consecuencias de la presencia de la cavitación sobre los diferentes aspectos de los mecanismos de inyección, de evaporación, y de formación de hollín. Algunos de estos pocos estudios han mostrado que, adicionalmente al colapso del caudal másico (que es el efecto más observado), la presencia de la cavitación conlleva un aumento significativo de la velocidad efectiva de inyección, así como una aceleración del proceso de mezcla y de combustión. Con el fin de confirmar estas constataciones experimentales se define como objetivo principal de la presente tesis el **profundizar en el conocimiento de la influencia de la cavitación en toberas de inyección diesel sobre el proceso de inyección y el de formación de hollín.**

Para alcanzar el objetivo antes descrito, el presente estudio se ha dividido en tres partes en las que se han utilizado, por un lado, dos toberas de tres orificios, una con un elevado nivel de cavitación (tobera cilíndrica) y otra en la que se inhibe el fenómeno de la cavitación (tobera cónica), y, por otro lado, se han empleado herramientas experimentales y teóricas. En la primera parte, se ha estudiado primero el efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección y, seguidamente, las causas del incremento de este último parámetro cuando aparece la cavitación. Se ha confirmado el incremento de la velocidad efectiva de inyección consecuencia de la cavitación y, además, se ha encontrado que este incremento en la velocidad efectiva de inyección es debido a un cambio en el perfil de velocidad en el interior del orificio de inyección, el cual es provocado por una reducción de la viscosidad del fluido consecuencia de la cavitación.

En la segunda parte, se ha estudiado el efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla, y más específicamente sobre el ángulo del chorro. Este último se ha caracterizado en dos escenarios diferentes: en primer lugar, a partir de información obtenida de imágenes de longitud líquida (condiciones

cercanas a la realidad, es decir chorro evaporativo pero no reactivo), analizando dos ángulos de chorro, uno obtenido al aplicar la dependencia funcional de la longitud líquida y el otro obtenido al medirlo directamente de dichas imágenes. Y en segundo lugar, mediante la fracción de calor liberado (condiciones reales, es decir chorro evaporativo y reactivo). En ambos escenarios se ha confirmado el incremento del ángulo del chorro consecuencia de la cavitación.

Finalmente, en la tercera parte se ha estudiado la influencia de la cavitación sobre la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín, en donde este último se ha analizado en dos escenarios diferentes: a partir de medir la radiación de las partículas de hollín, y a partir de medir la emisión final de hollín. En lo que a longitud de lift-off se refiere, este parámetro se ve modificado por la cavitación en tanto en cuanto ésta incrementa la velocidad efectiva de inyección (lo que incrementaría dicha longitud) y reduce el diámetro efectivo (lo que reduciría dicha longitud). Aparte de estos dos efectos esperados, los resultados muestran que la cavitación provoca un aumento adicional de dicha longitud, probablemente debido al incremento del nivel de turbulencia del flujo, el cual provoca una estabilización más lejana del lift-off. Y en cuanto al proceso de formación de hollín, en ambos escenarios se ha observado que la tobera cilíndrica posee una menor formación de hollín en comparación a la correspondiente tobera cónica con una permeabilidad equivalente. Este resultado está íntimamente ligado con el anterior, puesto que el incremento de longitud de lift-off provocado por la cavitación conlleva una reducción del dosado relativo en dicha longitud, la cual permite explicar el menor grado de formación de hollín. En base a los resultados obtenidos en el presente trabajo, se puede indicar que la tobera cilíndrica bajo condiciones cavitantes podría ofrecer un potencial para reducir la emisión final de hollín.

Resum

En un motor dièsel, la majoria dels mecanismes fisicoquímics vinculats al procés de combustió depenen directament de les característiques del procés d'injecció de combustible. A més de les condicions de funcionament (pressió i llei d'injecció, densitat de l'aire en el cilindre), la grandària i la geometria dels orificis de les toveres d'injecció tenen un efecte important sobre este procés. Encara que no és l'única, la principal conseqüència de la geometria dels orificis sobre el procés d'injecció és la presència o absència del fenomen de la cavitació. Nombrosos autors han estudiat este últim fenomen en els injectors dièsel.

El present treball partix d'una revisió de la bibliografia, on es pot concloure que existixen relativament pocs estudis que s'hagen centrat a estudiar les conseqüències de la presència de la cavitació sobre els diferents aspectes dels mecanismes d'injecció, d'evaporació i de formació de sutja. Alguns d'estos pocs estudis han mostrat que, addicionalment al col·lapse del cabal màssic (que és l'efecte més observat), la presència de la cavitació comporta un augment significatiu de la velocitat efectiva d'injecció, així com una acceleració del procés de mescla i de combustió. A fi de confirmar estes constatacions experimentals es definix com a objectiu principal de la present tesi **l'aprofundir en el coneixement de la influència de la cavitació en toveres d'injecció dièsel sobre el procés d'injecció i el de formació de sutja.**

Per a aconseguir l'objectiu abans descrit, el present estudi s'ha dividit en tres parts en què s'han utilitzat, per un costat dos toveres de tres orificis, una amb un elevat nivell de cavitació (tovera cilíndrica) i una altra en què s'inhibix el fenomen de la cavitació (tovera cònica), i, d'altra banda, s'han emprat ferramentes experimentals i teòriques. En la primera part, s'ha estudiat primer l'efecte de la cavitació sobre la velocitat efectiva d'injecció i, a continuació, les causes de l'increment d'este últim paràmetre quan apareix la cavitació. S'ha confirmat l'increment de la velocitat efectiva d'injecció conseqüència de la cavitació i, a més, s'ha trobat que este increment en la velocitat efectiva d'injecció és degut a un canvi en el perfil de velocitat en l'interior de l'orifici d'injecció, el qual és provocat per una reducció de la viscositat del fluid conseqüència de la cavitació.

En la segona part, s'ha estudiat l'efecte de la cavitació sobre el procés de mescla, i més específicament sobre l'angle del doll. Este últim s'ha caracteritzat en dos escenaris diferents: en primer lloc, a partir d'informació obtinguda d'imatges de longitud líquida (condicions pròximes a la realitat, és a dir doll evaporatiu però no reactiu), analitzant dos angles de doll, un obtingut a l'aplicar la dependència funcional de la longitud líquida i l'altre obtingut al mesurar-lo directament de les dites imatges. I en segon lloc, per mitjà de la

fracció de calor alliberada (condicions reals, és a dir doll evaporatiu i reactiu). En ambdós escenaris s'ha confirmat l'increment de l'angle del doll conseqüència de la cavitació.

Finalment, en la tercera part s'ha estudiat la influència de la cavitació sobre la longitud de lift-off i el procés de formació de sutja, on este últim s'ha analitzat en dos escenaris diferents: a partir de mesurar la radiació de les partícules de sutja, i a partir de mesurar l'emissió final de sutja. En el que a longitud de lift-off es referix, este paràmetre es veu modificat per la cavitació en tant que esta incrementa la velocitat efectiva d'injecció (el que incrementaria la dita longitud) i reduïx el diàmetre efectiu (el que reduiria la dita longitud). Apart d'estos dos efectes esperats, els resultats mostren que la cavitació provoca un augment addicional de la dita longitud, probablement a causa de l'increment del nivell de turbulència del flux, el qual provoca una estabilització més llunyana del lift-off. I quant al procés de formació de sutja, en ambdós escenaris s'ha observat que la tovera cilíndrica posseïx una menor formació de sutja en comparació a la corresponent tovera cònica amb una permeabilitat equivalent. Este resultat està íntimament lligat amb l'anterior, ja que l'increment de longitud de lift-off provocat per la cavitació comporta una reducció del dosat relatiu en la dita longitud, la qual permet explicar el menor grau de formació de sutja. Basant-se en els resultats obtinguts en el present treball, es pot indicar que la tovera cilíndrica baix condicions cavitants podria oferir un potencial per a reduir l'emissió final de sutja.

Abstract

Most of the physicochemical mechanisms associated to the combustion process in diesel engines depend mainly on the characteristics of the fuel injection process. Besides the operating conditions (pressure and injection law, in-cylinder air density), the size and geometry of the injection nozzle holes do have a significant effect on this process. Although it is not the only one, the main consequence of the geometry of the holes on the injection process is the presence or absence of the cavitation phenomenon. Many authors have studied this phenomenon in diesel injectors.

The present work starts with a literature review, where it is possible to conclude that few studies have been focused on analyzing the consequences of the presence of cavitation on different aspects of the injection, evaporation and soot formation mechanisms. Some of these few studies have shown that, besides of the mass flow rate choking (which is the most observed effect), the presence of cavitation leads to a significant increase in effective injection velocity and an acceleration of the mixing and combustion processes. In order to confirm these experimental results, the main objective of the current thesis is defined as to **deeper** *understand the influence of cavitation in diesel injection nozzles on the injection and soot formation processes.*

To achieve the above objective, the present study has been divided in three parts, in which the following items have been used: on the one hand, two three-hole nozzles, one with a high level of cavitation (cylindrical nozzle) and another one in which this phenomenon is inhibited (conical nozzle), and, on the other hand, both experimental and theoretical tools. In the first part, the effect of cavitation on the effective injection velocity has been studied first, and afterwards the reason why cavitation provokes an increase in this velocity has been investigated. The increase of the effective injection velocity when cavitation appears has been confirmed and, in addition, it was found that this increase is due to a change in the velocity profile inside the injection hole as a consequence of the decrease of fluid viscosity when cavitation appears.

In the second part, the effect of cavitation on the mixing process, and more precisely on the spray cone angle, has been studied. This process has been characterized in two different scenarios: firstly, from the information obtained from liquid length images (in conditions close to the real ones, i.e. evaporative but non-reacting spray), where two spray angles were analyzed, one obtained from the functional dependency of the liquid length and the other obtained by direct measurement from the images of liquid length. And, secondly, by means of the heat release fraction information (in real conditions, i.e. evaporative

and reacting spray). In both scenarios the increase in spray cone angle when cavitation appears has been confirmed.

Finally, in the third part, the influence of cavitation on the lift-off length and on the soot formation process has been studied, where this last process has been characterized in two different scenarios: by measuring the soot radiation and by measuring the final soot emissions. Concerning the lift-off length, this parameter is modified by cavitation as the latter produces an increase in effective injection velocity (which would increase this length) and a reduction in effective diameter (which would decrease this length). Apart from these expected trends, the results show that cavitation provokes an additional increase in this length, probably due to the increase in the level of turbulence of the flow, which leads to a stabilization of the lift-off further downstream. And concerning the soot formation process, in both scenarios it was observed that the cylindrical nozzle produces less soot compared to the corresponding conical nozzle with an equivalent permeability. This result is closely related to the previous one, as the increase in lift-off length provoked by cavitation leads to a reduction in the relative fuel/air equivalence ratio at this length, which would explain the decrease in soot formation rate. Based on the results obtained in the present work, the cylindrical nozzle under cavitating conditions may offer a potential to reduce soot emissions.

*A mis padres
y hermanos*

A la memoria de mi hermano Adrián

Agradecimientos

La tesis doctoral que ahora sale a la luz, y la cual se sintetiza en un libro de unas cuantas páginas representa años de trabajo y de formación. Ésta no hubiera sido posible sin el apoyo directo e indirecto de muchas personas. Es por esta razón que deseo hacerles llegar, mediante estas líneas, el merecido reconocimiento por sus contribuciones.

En primer lugar quiero expresar mi más sincero agradecimiento a mi amigo y director de tesis doctoral *Prof. Dr. D. José Javier López Sánchez*, por su paciencia, disponibilidad en todo momento a pesar de sus muchas ocupaciones, por su inestimable labor de dirección, que sin ella no hubiera sido posible haber terminado con éxito la presente tesis doctoral, y por toda la educación tanto humana como científica que me ha inculcado.

También quiero expresar mi agradecimiento al *Prof. Dr. D. Jean Arrègle*, por haberme enseñado a ser metódico, crítico y riguroso en el trabajo, y por haberme guiado en mis primeros pasos en el mundo de la investigación.

Al *Prof. Dr. D. Francisco Payri* y *Prof. Dr. D. José María Desantes*, responsables del Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la UPV por la confianza depositada en mi persona y por todos los medios puestos a mi disposición, pues sin todo ello no hubiera sido posible la realización de la presente tesis doctoral.

Al *Prof. Dr. D. Raúl Payri* por la excelente interlocución que tuvo con un servidor para que yo pudiera venir desde México a Valencia a realizar mis estudios de doctorado.

Al *Prof. Dr. D. Francisco Javier Salvador*, *Prof. Dr. D. José María García* y al *Prof. Dr. D. Jaime Gimeno*, profesores del Departamento, por la disponibilidad que siempre me ofrecieron cuando los he consultado.

En la parte experimental me gustaría agradecer a *José Enrique del Rey* por su colaboración en el montaje de las maquetas de inyección, así como también a *Daniel Lérída* por tener siempre a punto el motor maqueta y por el tiempo de trabajo compartido. Finalmente a *Gabriel Alcantarilla* y al *Prof. Dr. D. Santiago Molina* por su ayuda en la realización de las medidas experimentales en el motor monocilíndrico.

En la parte óptica me gustaría expresar mi agradecimiento al *Dr. Gustavo Ramírez* y a *Francisco Briceño* por su colaboración durante la realización de los ensayos relacionados con la visualización de la combustión.

A la *Dra. D.^a Christelle Monin*, al *Prof. Dr. D. Antonio García*, y a *Pau Redón*, mis compañeros de la línea de combustión, por los gratos momentos.

A *Víctor Jiménez*, mi casi colega, por su amistad ofrecida durante estos años de doctorado.

A *Romain, Yohan, Marc-Antonie, Alban, Francisco, Esteban, Antonio, José y Pablo*, proyectandos que estuvieron a mi cargo y que, de algún modo, han contribuido a la realización de la presente tesis doctoral.

Al *Prof. Dr. D. Simón Martínez*, *Prof. Dr. D. Moisés Hinojosa* y al *Prof. Dr. D. Ubaldo Ortiz* profesores de la Facultad de Ingeniería Mecánica y Eléctrica de la Universidad Autónoma de Nuevo León, México, por haber confiado en mi persona y por el apoyo recibido durante esta etapa de formación.

A mis padres (*Pedro de la Garza y María del Carmen de León*), por el ejemplo y la educación esmerada que han tenido con cada uno de sus hijos, educación que ha sido la base para poder ir construyendo cada una de las etapas de la vida. Por ello puedo mencionar que ustedes son los primeros responsables de que la presente tesis doctoral salga a la luz.

A mis amigos de Cadereyta Jiménez, Nuevo León (México), Barcelona, Madrid, Lérida y Valencia, por el apoyo y el ánimo que siempre me expresaron durante toda esta etapa de formación.

Al *Dr. D. Manuel Caro* y al *Prof. D. Juan Pablo García* por los tantos fines de semana de trabajo compartido, pues sin ellos hubiera sido todo muy diferente.

A todas aquellas personas que he olvidado, pero que seguramente son tan importantes como las que he citado.

No puedo concluir estas líneas sin antes darle gracias a *Dios* por haber puesto en mi camino a las personas y las circunstancias más favorables para mi formación tanto humana como científica.

Al programa de Formación de Profesorado Universitario (FPU) del Ministerio de Educación del Gobierno Español, por la financiación de mis estudios de doctorado (beca: AP2008-01913).

Esta tesis forma parte del marco del proyecto VeLoSoot-Estudio de comprensión de procesos de combustión diesel con baja formación de hollín (Nº Referencia: TRA2008-06448), financiado por el Ministerio de Ciencia y Tecnología.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Introducción	1
1.1.1. Contexto del estudio	1
1.1.2. Estructura del documento	3
Bibliografía	5
2. Conocimiento del proceso de inyección y el de combustión	7
2.1. Introducción	8
2.2. Aspectos del proceso de inyección	8
2.2.1. Sistemas de inyección common rail	8
2.2.2. Tobera de inyección	15
2.2.3. Proceso de atomización	17
2.2.4. Características del chorro diesel	21
2.3. Aspectos del proceso de combustión	24
2.3.1. Modelo conceptual de llama de difusión	24
2.3.2. Evolución espacial del proceso de combustión diesel	26
2.3.3. Proceso de formación de hollín	27
2.4. Aspectos del fenómeno de la cavitación	31
2.4.1. Teoría de la cavitación	31
2.4.2. Efecto de la cavitación sobre el caudal másico	37
2.4.3. Efecto de la cavitación sobre el flujo de cantidad de movimiento	38

2.4.4. Efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección	40
2.4.5. Efecto de la cavitación sobre el proceso de atomización	41
2.4.6. Efecto de la cavitación sobre el ángulo del chorro	42
2.4.7. Efecto de la cavitación sobre la penetración del chorro	45
2.4.8. Efecto de la cavitación sobre el proceso de combustión	46
Bibliografía	49
3. Planteamiento de la tesis	57
3.1. Introducción	57
3.2. Síntesis de la revisión bibliográfica	58
3.3. Objetivos de la tesis	61
3.4. Metodología general de la tesis	62
3.A. Anexo: Aspectos geométricos de las toberas estudiadas	64
Bibliografía	65
4. Herramientas para el estudio	67
4.1. Introducción	68
4.2. Instalaciones experimentales	68
4.2.1. Tasímetro	68
4.2.2. Maqueta de cantidad de movimiento	71
4.2.3. Motor maqueta	78
4.2.4. Motor monocilíndrico	88
4.3. Técnicas ópticas	94
4.3.1. Iluminación directa por dispersión MIE	94
4.3.2. Visualización simultánea de la quimioluminiscencia de los radicales OH y de la radiación de las partículas de hollín	99
4.4. Herramientas teóricas	108
4.4.1. Modelo de diagnóstico de la combustión	108
4.5. Conclusiones	111
4.A. Anexo: Longitud de llama teórica	112

4.A.1. Longitud de llama de referencia	112
4.A.2. Extrapolación de la longitud de llama a otras condiciones	119
Bibliografía	120
5. Efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección	125
5.1. Introducción	126
5.2. Análisis del efecto de la cavitación sobre la u_{eff}	127
5.2.1. Metodología, plan de trabajo, y procedimiento de ensayo	128
5.2.2. Efecto de la cavitación sobre el caudal másico	134
5.2.3. Efecto de la cavitación sobre el flujo de cantidad de movimiento	136
5.2.4. Efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección	138
5.2.5. Síntesis de resultados sobre el efecto de la cavitación en el \dot{m} , \dot{M} , y la u_{eff}	142
5.3. Efectos directos de la cavitación sobre la u_{eff}	146
5.4. Efecto de la viscosidad efectiva en el perfil de velocidad	151
5.5. Efecto de la fracción másica de vapor y viscosidad en el perfil de velocidad	155
5.6. Conclusiones globales	160
5.A. Pérdidas de carga en un inyector diesel common rail	162
5.A.1. Determinación de las pérdidas de carga	162
5.A.2. Efecto de la deformación de la aguja sobre las pérdidas de carga	165
5.A.2.1. Efecto de la p_{rail} sobre la deformación de la aguja	165
5.A.2.2. Efecto de la deformación de la aguja sobre las pérdidas de carga en el asiento de la aguja	166
5.A.2.3. Relación entre el caudal másico y la caída de presión en la tobera	171
5.A.2.4. Algoritmo para calcular las pérdidas de carga	172
5.A.3. Análisis de las pérdidas de carga en un inyector con una tobera real	176

5.A.4. Conclusión	177
5.B. Dispersión del flujo de cantidad de movimiento	179
Bibliografía	181
6. Efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla	185
6.1. Introducción	186
6.2. Análisis del efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla .	187
6.2.1. Caracterización del proceso de mezcla, a través de ensa- yos de longitud líquida de evaporación	187
6.2.1.1. Metodología, plan de trabajo y procedimiento de ensayo	188
6.2.1.2. Efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla	191
6.2.2. Caracterización del proceso de mezcla, a través de la fracción de calor liberado	196
6.2.2.1. Metodología, plan de trabajo y procedimiento de ensayo y de análisis	196
6.2.2.2. Efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla	205
6.2.3. Síntesis de los resultados sobre el proceso de mezcla . . .	206
6.3. Conclusiones	208
6.A. Comprobación del buen funcionamiento de las instalaciones . .	210
6.A.1. Introducción	210
6.A.2. Motor maqueta y cámara rápida	210
6.A.3. Motor monocilíndrico	214
Bibliografía	215
7. Efecto de la cavitación sobre la LOL y la formación de hollín	219
7.1. Introducción	220
7.2. Efecto de la cavitación sobre la LOL y la formación de hollín .	221
7.2.1. Caracterización de la longitud de lift-off y la formación de hollín a partir de medir la radiación de las partículas de hollín	221
7.2.1.1. Metodología, plan de trabajo y procedimiento de ensayo	221

7.2.1.2.	Efecto de la cavitación sobre la LOL	225
7.2.1.3.	Efecto de la cavitación sobre el proceso de formación de hollín	229
7.2.2.	Caracterización del proceso de formación de hollín a partir de medir la emisión final de hollín	239
7.2.2.1.	Metodología para el análisis de los resultados .	242
7.2.2.2.	Efecto de la cavitación sobre el proceso de formación de hollín	242
7.3.	Conclusiones globales	245
7.A.	Anexo: Parámetro <i>SY</i>	247
7.B.	Anexo: Ensuciamiento de la ventana de visualización	253
7.C.	Comprobación del buen funcionamiento de las instalaciones . .	255
	Bibliografía	259
8.	Conclusiones y desarrollos futuros	261
8.1.	Introducción	261
8.2.	Conclusiones	261
8.3.	Desarrollos futuros	271
	Bibliografía	272
	Bibliografía	273

Tabla de símbolos

Latinos

a	Velocidad del sonido
$A_{asiento}$	Área del asiento de la aguja
A_{eff}	Área efectiva
$A_{geométrica}$	Área geométrica del orificio
A_{orif}	Área del orificio de la tobera
A_{PI}	Área del porta-inyector
A_2	Área en la sección 2 del orificio
A_c	Área efectiva debida a la contracción en la garganta del orificio
A_i	Área en la entrada del orificio
A_o	Área en la salida del orificio
C_d	Coefficiente de descarga
$C_{d_{asiento}}$	Coefficiente de descarga del asiento
$C_{d_{orif}}$	Coefficiente de descarga del orificio de la tobera
$C_{d_{PI}}$	Coefficiente de descarga del porta-inyector
$C_{d_{global}}$	Coefficiente de descarga del conjunto porta-inyector más tobera
$C_{d_{SC}}$	Coefficiente de descarga sin cavitación
C_M	Coefficiente de momento
$C_{M_{SC}}$	Coefficiente de momento sin cavitación
C_v	Coefficiente de velocidad
$C_{v_{SC}}$	Coefficiente de velocidad sin cavitación
C_c	Coefficiente de contracción de área en la garganta del orificio

C_1, C_2	Constantes de Planck para la radiación espectral de un cuerpo negro
C_{W1}, C_{W2}	Constantes de la ecuación de transmisión de calor de Woschni
C_p	Calor específico a presión constante
d	Diámetro
d_i	Diámetro de entrada del orificio
d_o	Diámetro de salida del orificio
	Diámetro geométrico del orificio
d_{eff}	Diámetro efectivo del orificio
d_{eq}	Diámetro equivalente
	$d_{eq} = d_o \cdot \sqrt{\rho_f / \rho_a}$
d_s	Diámetro del saco de la tobera
$d_{h.asiento}$	Diámetro hidráulico de la zona del asiento de la aguja
D	Diámetro del interior del porta-inyector
f	Coefficiente de fricción
F_{grav}	Fuerza de gravedad
F_{pres}	Fuerza ejercida sobre el sensor
F_{visc}	Esfuerzo viscoso
$F_{wall,x}$	Componente axial de la fuerza provocada por la pared hacia el fluido
F_r	Dosado relativo
F_{rLOL}	Dosado relativo en la longitud de lift-off
F_{QL}	Fracción de calor liberado
h	Levantamiento con deformación de aguja
h_f	Entalpía específica del combustible
h_m	Entalpía específica de los gases contenidos en el cilindro
h_o	Levantamiento nominal de la aguja
I_{soot}	Intensidad de radiación del hollín
$I_{Hollín}$	Índice de emisión de hollín
KL	Espesor óptico
KL_{2C}	Espesor óptico del método de dos colores
KL_{ext}	Espesor óptico del método de extinción de luz
KL_{max}	Espesor óptico máximo
K	Número de cavitación
$K_{def.aguja}$	Constante de rigidez de la aguja

L	Longitud del porta-inyector
	Longitud del camino óptico
L_b	Longitud de rotura del chorro
L_o	Longitud del orificio
	Longitud no perturbada del chorro
L_{llama}	Longitud de llama
m	Masa
\dot{m}_a	Caudal másico de aire
\dot{m}_f	Caudal másico de combustible
\dot{m}_{con_cav}	Caudal másico con cavitación
\dot{m}_{sin_cav}	Caudal másico sin cavitación
m_{bb}	Masa de <i>blow-by</i>
\dot{M}_f	Flujo de cantidad de movimiento
\dot{M}_{con_cav}	Flujo de cantidad de movimiento con cavitación
\dot{M}_{sin_cav}	Flujo de cantidad de movimiento sin cavitación
ND_{fondo}	Nivel digital del fondo de una imagen
ND_{max}	Nivel digital máximo de una imagen
ND_{umbral}	Nivel digital para el valor umbral de segmentación de una imagen
p	Presión
p_{rail}	Presión en el raíl
p_{back}	Presión en la descarga
p_{sac}	Presión en el saco de la tobera
p_i	Presión de inyección
p_1	Presión en la sección 1 del orificio de la tobera
p_2	Presión en la sección 2 del orificio de la tobera
p_c	Presión en la garganta del orificio
p_{vap}	Presión de vapor
p_{adm}	Presión en el colector de admisión
p_{esc}	Presión en el colector de escape
p_{cil}	Presión en el cilindro
p_{max}	Presión máxima en el cilindro
\dot{Q}_L	Tasa de calor liberado por la combustión
\dot{Q}_W	Tasa de calor transmitido a las paredes
R	Radio del chorro
R_{llama}	Radio de la llama

r_c	Relación de compresión
r_i	Radio de entrada del orificio
R_m	Constante de la mezcla
SY	Parámetro representativo de la proporción de combustible no quemado presente en forma de hollín
t	Tiempo
t_{mix}	Tiempo característico de mezcla
t_{estab}	Tiempo de estabilización del frente de llama
t_{res}	Tiempo de residencia
T_f	Temperatura del combustible
T_a	Temperatura del aire
T_{adm}	Temperatura del aire de admisión
T_{esc}	Temperatura de los gases de escape
T_{cil}	Temperatura en el cilindro
T_m	Temperatura de la mezcla
T_{ad}	Temperatura adiabática de llama
T_{llama}	Temperatura de la llama
T_{spray}	Temperatura del chorro
T_{sq}	Temperatura de los gases sin quemar
$T_{q-75\%}$	Temperatura de los productos quemados cuando se ha liberado el 75 % del calor total
u	Velocidad
u_{eff}	Velocidad efectiva de inyección
u_c	Velocidad en la garganta del orificio
$u_{c.con.cav}$	Velocidad en la garganta del orificio con cavitación
$u_{2.con.cav}$	Velocidad en la sección 2 del orificio con cavitación
$u_{2.sin.cav}$	Velocidad en la sección 2 del orificio sin cavitación
V	Volumen total
W	Ancho de la llama
x	Distancia axial en el eje del chorro
X_{soot}	Fracción volumétrica de combustible transformado en hollín
Y	Fracción másica
YO_2	Fracción másica de oxígeno
Y_{vap}	Fracción másica de vapor
$Y_{f,evap}$	Fracción másica de combustible de evaporación total

Y_{fnq}	Fracción másica de combustible no quemado
Y_{soot}	Fracción másica de combustible transformado en hollín
Z	Fracción de mezcla
Z_{st}	Fracción de mezcla estequiométrica

Griegos

α	Constante de ajuste empírico en la expresión de la emisividad de la llama de hollín
	Ángulo de la punta de la aguja
β_{umbral}	Porcentaje para la definición del umbral en una imagen
γ	Exponente de la adiabática
Δp	Caída de presión a través del inyector, definida como $p_{rail} - p_{back}$
Δp_{orif}	Caída de presión a través del orificio de la tobera, definida como $p_{sac} - p_{back}$
$\Delta p_{asiento}$	Caída de presión a través del asiento de la aguja
$\Delta p_{asiento_con_def}$	Caída de presión a través del asiento considerando la deformación de la aguja
$\Delta p_{asiento_sin_def}$	Caída de presión a través del asiento sin considerar la deformación de la aguja
Δp_{PI}	Caída de presión a través del porta-inyector
$\Delta \dot{M}$	Variación del flujo de cantidad de movimiento
ΔT_{diso}	Pérdida de temperatura debido a las disociaciones
ϵ	Rugosidad de la superficie
θ	Ángulo del chorro
θ_u	Ángulo del chorro definido en función del perfil radial de velocidad
λ	Longitud de onda
μ_f	Viscosidad dinámica del combustible
μ_{vap}	Viscosidad dinámica del vapor
μ_m	Viscosidad dinámica de la mezcla líquido-vapor
ξ	Coordenada radial normalizada (r/R)
ξ_o	Coordenada radial normalizada en el frente de llama
ρ_f	Densidad del combustible

ρ_a	Densidad del aire
ρ_{local}	Densidad local
ρ_{ref}	Densidad de referencia
ρ_{soot}	Densidad del hollín
σ	Tensión superficial del combustible
	Ángulo del asiento de la aguja
	Desviación tipo

Siglas

ACT	Tiempo aparente de combustión
AR	Reducción de área (<i>Area reduction</i>)
CA50	Ángulo para el cual se ha quemado el 50 % de la masa de combustible
CA75	Ángulo para el cual se ha quemado el 75 % de la masa de combustible
CAD	Grado de ángulo de cigüeñal (<i>Crank Angle Degree</i>)
CDM	Coefficiente de deformación mecánica
CFD	Código de cálculo de Mecánica de Fluidos (<i>Computational Fluid Dynamics</i>)
ED	Modelo de combustión de disipación de vórtices (<i>Eddy Dissipation</i>)
ECU	<i>Electronic Control Unit</i>
ET	Tiempo de excitación del inyector
EOI	Final de inyección (<i>End of Injection</i>)
EOC	Final de combustión (<i>End of Combustion</i>)
EGR	Recirculación de gases de escape (<i>Exhaust Gas Recirculation</i>)
FSN	Unidad para la medida de humos (<i>Filter Smoke Number</i>)
fCdM	Flujo de cantidad de movimiento
HE	Hidro-erosión
LL	Longitud líquida (<i>Liquid Length</i>)
LOL	Longitud de lift-off (<i>Lift-Off Length</i>)
PI	Porta-inyector

PMS	Punto Muerto Superior
SoC	Inicio de combustión (<i>Start of Combustion</i>)
VCO	Orificio controlado directamente por la aguja (<i>Valve Covered Orifice</i>)

Capítulo 1

Introducción

Contenido

1.1. Introducción	1
1.1.1. Contexto del estudio	1
1.1.2. Estructura del documento	3
Bibliografía	5

1.1. Introducción

El presente capítulo está compuesto de dos apartados: en § 1.1.1, se presenta el contexto del estudio, con el propósito de justificar de manera general el tema en el que se ha centrado la presente tesis doctoral. Y en § 1.1.2 se presenta la estructura del documento, con la intención de que el lector pueda tener una visión de conjunto del trabajo que se ha abordado en ella.

1.1.1. Contexto del estudio

Uno de los principales contaminantes del motor diesel y que está regulado por las normativas medio ambientales, son las partículas de hollín. Para lograr reducir estas partículas de hollín se pueden destacar dos vías: la primera, mejorar el proceso de oxidación de dichas partículas (esta mejora se puede lograr a través de varios caminos, como por ejemplo el uso de estrategias de inyección

múltiple [1, 2]), y la segunda, reducir su formación, para lo que se necesita operar con combustiones de bajos niveles, e incluso nulos, de formación de hollín. De acuerdo con la bibliografía [3–6] el parámetro de mayor influencia sobre el proceso de formación de hollín es la longitud de lift-off, dado que éste afecta a la mezcla aire-combustible antes de dicha longitud y, consecuentemente, al dosado con el que se desarrolla la combustión premezclada rica que tiene lugar en el lift-off, siendo este último parámetro la clave de la formación del hollín.

Muchos estudios se han centrado en estudiar el efecto de diferentes parámetros, como la temperatura y densidad de la carga en el cilindro, la presión de inyección, el tamaño del orificio de la tobera, las propiedades del combustible y la concentración de oxígeno, sobre el proceso de formación de hollín. Respecto al tamaño del orificio de la tobera se pueden destacar los trabajos de Pickett y Siebers [7] y el de Monin [8], en los que han estudiado el efecto del tamaño del orificio de la tobera sobre el proceso de formación de hollín, para lo cual han utilizado toberas prototipo con un tamaño de orificio del orden de $50 \mu\text{m}$. Con estas toberas los mencionados autores han encontrado condiciones en las que se inhibe la formación de hollín.

A la hora de implementar estas toberas de tamaño de orificio del orden de $50 \mu\text{m}$ en los motores diesel actuales se presentan dos inconvenientes: el primero, el elevado coste de fabricación, y el segundo, el riesgo de obstrucción de los orificios consecuencia del ensuciamiento. Por ello sería de interés buscar una alternativa que permita alcanzar los beneficios que se obtienen al utilizar toberas con orificios muy pequeños pero con el uso de orificios de mayor tamaño. Una alternativa podría ser utilizar toberas con orificios cilíndricos en vez de cónicos¹, dado que en éstas la presencia de la cavitación se refleja fundamentalmente en un colapso de caudal másico, el cual ayuda a alcanzar niveles de permeabilidad similares a los que se tienen en una tobera cónica con orificios de menor tamaño. De esta manera se habría conseguido tener una tobera de la misma permeabilidad pero de fabricación más fácil, puesto que el diámetro sería mayor. No obstante cabe preguntarse si igualmente en este nuevo contexto se pueden alcanzar las condiciones de cero hollín (o inhibición de la formación de hollín), para de esta manera poder sustituir esa tobera cónica de tamaño de orificio muy pequeño que no forma hollín, pero que es cara y tiene riesgo de obstruirse, por una tobera cilíndrica de mayor

¹Actualmente de manera habitual las toberas se suelen fabricar con geometría cónica, para inhibir el fenómeno de la cavitación, y así tener un comportamiento más uniforme del flujo en todas las condiciones de operación. Las toberas de geometría cilíndrica, en cambio, provocan la aparición de la cavitación en determinadas condiciones de operación, lo que hace que su comportamiento sea un tanto variable, tal como se irá descubriendo a medida que se desarrolle la presente tesis doctoral.

tamaño, que cavita y que sigue sin formar hollín, permitiendo abaratar el coste e incrementar la fiabilidad.

Una vez que ya se ha justificado de manera general el estudio del fenómeno de la cavitación como una posible alternativa al uso de toberas con tamaño de orificio muy pequeño, seguidamente se va a describir el hilo conductor general que se ha seguido a lo largo de la presente tesis doctoral, junto con el trabajo específico que se ha realizado en cada capítulo, con el fin de conocer los principales efectos de la cavitación sobre el proceso de inyección y el de combustión, y así de esta manera poder dar una respuesta a la cuestión previamente descrita.

1.1.2. Estructura del documento

En el presente apartado se va a describir la estructura de la presente tesis doctoral. Como primer paso para responder a la pregunta planteada en el apartado anterior, en el **capítulo 2**, se realizará una exploración de los aspectos más importantes relacionados con los procesos de inyección y de combustión. Tras una breve introducción de los aspectos relacionados con el proceso de inyección (sistemas de inyección common rail, tobera de inyección, proceso de atomización y características del chorro diesel), el proceso de combustión (modelo conceptual de llama de difusión, evolución espacial del proceso de combustión diesel, y el proceso de formación de hollín), y el fenómeno de la cavitación, se llevará a cabo un repaso detallado de los estudios más relevantes respecto al efecto de la cavitación sobre el caudal másico, el flujo de cantidad de movimiento, la velocidad efectiva de inyección, el proceso de atomización, el ángulo del chorro, la penetración del chorro y el proceso de combustión.

En el **capítulo 3**, se expondrán los aspectos en los que existe una disparidad de opiniones en base a lo que se ha presentado en el capítulo 2. Con el propósito de aclarar esta disparidad de opiniones, y así poder responder a la pregunta expuesta en § 1.1.1, se planteará el siguiente objetivo general: profundizar en el conocimiento de la influencia de la cavitación en toberas de inyección diesel sobre el proceso de inyección y el de formación de hollín. Con el fin de alcanzar el objetivo general antes descrito se plantearán tres objetivos específicos. El primero consistirá, por un lado, en estudiar el efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección, con el fin de confirmar el incremento de ésta cuando aparece la cavitación y seguidamente analizar las causas de este incremento. Por otro lado, se intentará averiguar qué tiene más influencia sobre la velocidad efectiva de inyección, si la conicidad de la tobera o el fenómeno de la cavitación. El segundo objetivo específico consistirá en

estudiar el efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla, y más específicamente sobre el ángulo del chorro, con el propósito de confirmar el incremento de este último, consecuencia de la cavitación. De esta manera se averiguará el posible potencial de la tobera cilíndrica sobre el proceso de mezcla. Y el tercer objetivo específico consistirá en estudiar la influencia de la cavitación sobre la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín. Con el propósito de alcanzar estos objetivos, al final de ese capítulo se planteará una metodología general a seguir. Adicionalmente en ese mismo capítulo se describirán también los aspectos geométricos de las toberas que serán objeto de estudio.

Seguidamente con el propósito de completar la información de la metodología que previamente ha sido señalada, y así facilitar al lector una comprensión más detallada de dicha metodología, en el **capítulo 4** se describirán las herramientas que se han utilizado a lo largo de la presente tesis doctoral.

En el **capítulo 5**, se abordará el primer objetivo específico previamente descrito. Para ello, en primer lugar, se estudiará el efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección, en donde esta última se determinará mediante la medida de dos parámetros: el caudal másico y el flujo de cantidad de movimiento. Y, en segundo lugar, se realizará un estudio teórico sobre los posibles efectos directos e indirectos de la cavitación en la velocidad efectiva de inyección, el cual será completado con información que se obtendrá a partir de cálculos realizados en códigos CFD.

Posteriormente en el **capítulo 6**, se abordará el segundo objetivo específico previamente descrito. Para ello se estudiará el efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla, a través del ángulo del chorro, en donde este último se caracterizará en dos escenarios diferentes: a través de la longitud líquida de evaporación (condiciones cercanas a la realidad, es decir chorro evaporativo pero no reactivo) y mediante la fracción de calor liberado (condiciones reales, es decir chorro evaporativo y reactivo).

A continuación, en el **capítulo 7**, se abordará el tercer objetivo específico de la tesis. En concreto se estudiará la posible influencia de la cavitación sobre la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín, en donde este último se caracterizará en dos escenarios diferentes: por un lado, a través de medir la radiación de las partículas de hollín, y por el otro, a partir de medir la emisión final de hollín.

Finalmente, en el **capítulo 8**, se sintetizarán las conclusiones más relevantes del presente trabajo y, teniendo presente el nuevo conocimiento adquirido, se propondrán algunas vías de investigación para continuar y completar la presente investigación.

Bibliografía

- [1] Arrègle J., Pastor J. V., López J. J. y García A. “Insights on postinjection-associated soot emission in direct injection diesel engines”. *Combustion and Flame*, Vol. 154, pp. 448–461, 2008.
- [2] Thurnheer T., Edenhauser D., Soltic P., Schreiber D., Kirchen P. y Sankowski A. “Experimental investigation on different injection strategies in a heavy-duty diesel engine:emissions and loss analysis”. *Energy Conversion and Management*, Vol. 52, pp. 457–467, 2011.
- [3] Pickett L. M. y Siebers D. L. “Soot in diesel fuel jets: effects of ambient temperature, ambient density, and injection pressure”. *Combustion and Flame*, Vol. 138, pp. 114–135, 2004.
- [4] Pickett L. M. y Siebers D. L. “An investigation of diesel soot formation processes using micro-orifices”. *Proceeding of the Combustion Institute*, Vol. 29, pp. 655–662, 2002.
- [5] Siebers D. y Higgins B. “Flame lift-off on direct-injection diesel sprays under quiescent conditions”. *SAE paper 2001-01-0530*, 2001.
- [6] Tree D. R. y Svensson K. I. “Soot processes in compression ignition engines”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 33, pp. 272–309, 2007.
- [7] Pickett L. M. y Siebers D. L. “Orifice diameter effects on diesel fuel jet flame structure”. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 127, pp. 187–196, 2005.
- [8] Monin C. *Caracterización del proceso de formación de hollín en una llama de difusión diesel de baja temperatura*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2009.

Capítulo 2

Conocimiento sobre el proceso de inyección y el de combustión

Contenido

2.1. Introducción	8
2.2. Aspectos del proceso de inyección	8
2.2.1. Sistemas de inyección common rail	8
2.2.2. Tobera de inyección	15
2.2.3. Proceso de atomización	17
2.2.4. Características del chorro diesel	21
2.3. Aspectos del proceso de combustión	24
2.3.1. Modelo conceptual de llama de difusión	24
2.3.2. Evolución espacial del proceso de combustión diesel	26
2.3.3. Proceso de formación de hollín	27
2.4. Aspectos del fenómeno de la cavitación	31
2.4.1. Teoría de la cavitación	31
2.4.2. Efecto de la cavitación sobre el caudal másico	37
2.4.3. Efecto de la cavitación sobre el flujo de cantidad de movimiento	38
2.4.4. Efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección	40
2.4.5. Efecto de la cavitación sobre el proceso de atomización	41
2.4.6. Efecto de la cavitación sobre el ángulo del chorro	42
2.4.7. Efecto de la cavitación sobre la penetración del chorro	45
2.4.8. Efecto de la cavitación sobre el proceso de combustión	46

Bibliografía	49
-------------------------------	-----------

2.1. Introducción

El presente capítulo estará formado por tres apartados: en § 2.2, se realizará una descripción de los componentes que conforman un sistema de inyección common rail, así como también se describirán los aspectos relacionados con la tobera de inyección, el proceso de atomización, y finalmente se explicarán las características del chorro diesel. En § 2.3, se describirá el proceso de combustión diesel, a través de un modelo conceptual, así como también se detallará cómo se lleva a cabo el proceso de formación de hollín. En § 2.4, en primera instancia, se describirá el fenómeno de la cavitación en toberas de inyección diesel, y en segunda instancia, se efectuará una revisión de los estudios más relevantes relacionados con la cavitación: en primer lugar aquellos que tratan sobre el efecto de la cavitación en el flujo interno (concretamente sobre el caudal másico, el flujo de cantidad de movimiento, y la velocidad efectiva de inyección), en segundo lugar aquellos que versan sobre el efecto de la cavitación en el proceso de mezcla (específicamente sobre el ángulo y la penetración del chorro, y sobre el proceso de atomización del combustible), y en tercero y último lugar aquellos relacionados con el efecto de la cavitación sobre el proceso de combustión (concretamente sobre la longitud de lift-off, el proceso de formación de hollín y la emisión final de éste).

De forma concreta se puede mencionar que el objetivo principal del presente capítulo consiste en brindar al lector la información necesaria para que pueda comprender mejor después la justificación y el planteamiento del estudio que se ha llevado a cabo.

2.2. Aspectos del proceso de inyección

2.2.1. Sistemas de inyección common rail

En la figura 2.1 se muestra un esquema de un sistema de inyección common rail de un motor diesel. A través de una bomba de alimentación, el combustible es succionado del depósito, con el fin de llevarlo a la bomba de alta presión. Esta bomba de alta presión entrega el combustible, a través de un acumulador común (denominado common rail), a los inyectores de cada uno de los

cilindros del motor. El tipo de bomba de alta presión depende del campo de aplicación del motor. Por ejemplo, en motores rápidos de automoción se utilizan comúnmente bombas radiales de tres pistones, mientras que en motores industriales es más habitual el uso de bombas en línea.

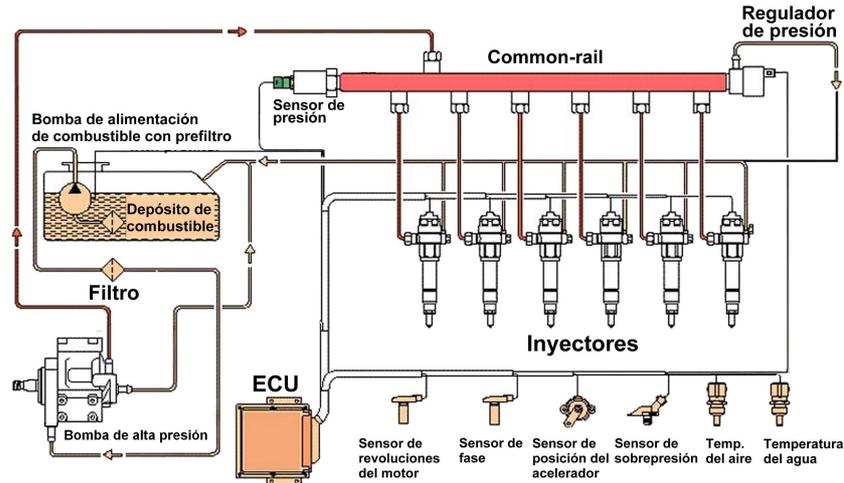


Figura 2.1: Esquema de un sistema common rail (adaptado de Salvador [1]).

El acumulador de combustible compuesto por el rail localizado antes de los inyectores ayuda a la amortiguación de las oscilaciones de presión, ocasionadas por el funcionamiento oscilante de la bomba de alta presión, y por la drástica salida del combustible en cada uno de los inyectores cuando entran en funcionamiento. Estas oscilaciones son del orden del megapascal [2, 3]. La presión del combustible en el interior del rail se mide con un sensor de presión. Esta señal se compara con el valor de consigna registrado en la ECU (por sus siglas en inglés “*Electronic Control Unit*”). Si el valor registrado y el de consigna son diferentes, un orificio de descarga localizado en el regulador de presión, se abre o se cierra con el propósito de igualar ambos valores. El caudal de combustible sobrante regresa al depósito a través de una línea de retorno.

El combustible acumulado en el rail se entrega a cada uno de los inyectores, de tal forma que éste pueda llegar a la cámara de combustión una vez que éstos se abren. Además, una pequeña parte del combustible que se entrega al inyector es utilizado para el pilotaje hidráulico de la aguja.

La ECU, entre otras funciones, se encarga de enviar una señal de comando a la válvula electromagnética, la cual controla la apertura y el cierre del inyector. Esta válvula puede ser de tipo solenoide, donde se utiliza el campo magnético producido al pasar la corriente eléctrica por una bobina, la cual

abre la válvula de bola que desencadena el pilotaje hidráulico de la aguja, o de tipo piezoeléctrico, aprovechando la capacidad de ciertos materiales de dilatarse o contraerse al aplicarles un voltaje. La masa de combustible que se inyecta en cada ciclo depende de diferentes variables: del tiempo en el que la aguja permanece levantada, de la presión rail, de la presión de descarga y de la permeabilidad de la tobera.

De todos los elementos antes descritos se puede mencionar que el elemento más crítico e importante es el inyector. Seguidamente se pasará a describir por un lado, al inyector tipo solenoide y, por otro lado, al inyector tipo piezoeléctrico, siendo este último el que se ha utilizado en los experimentos desarrollados en el marco de esta tesis.

Inyector tipo solenoide

En la figura 2.2 se representa un esquema de un inyector tipo solenoide. Igualmente en esta figura se ilustra la evolución temporal de las variables más importantes dentro del funcionamiento del inyector: levantamiento de la aguja y de la válvula solenoide, presión de inyección y en el volumen de control y la de la tasa de inyección. Todas estas variables se describirán más adelante.

Seguidamente se describen los elementos de los que está formado este tipo de inyector.

- Una tobera multiorificio (D), con un muelle que empuja a la aguja de la tobera contra su asiento.
- Una varilla (P), que se mueve simultáneamente con la aguja de la tobera en el proceso de inyección.
- Un orificio (E), que suministra el combustible a un volumen de control localizado en la parte superior de la varilla (ver figura 2.3). La función de dicho volumen, como se verá más adelante, es la de controlar el cierre o apertura de la aguja.
- Otro orificio (S), localizado en la salida del volumen de control, en donde su apertura y cierre está controlada por una válvula solenoide.

A continuación se procederá a describir el principio de funcionamiento de este tipo de inyector.

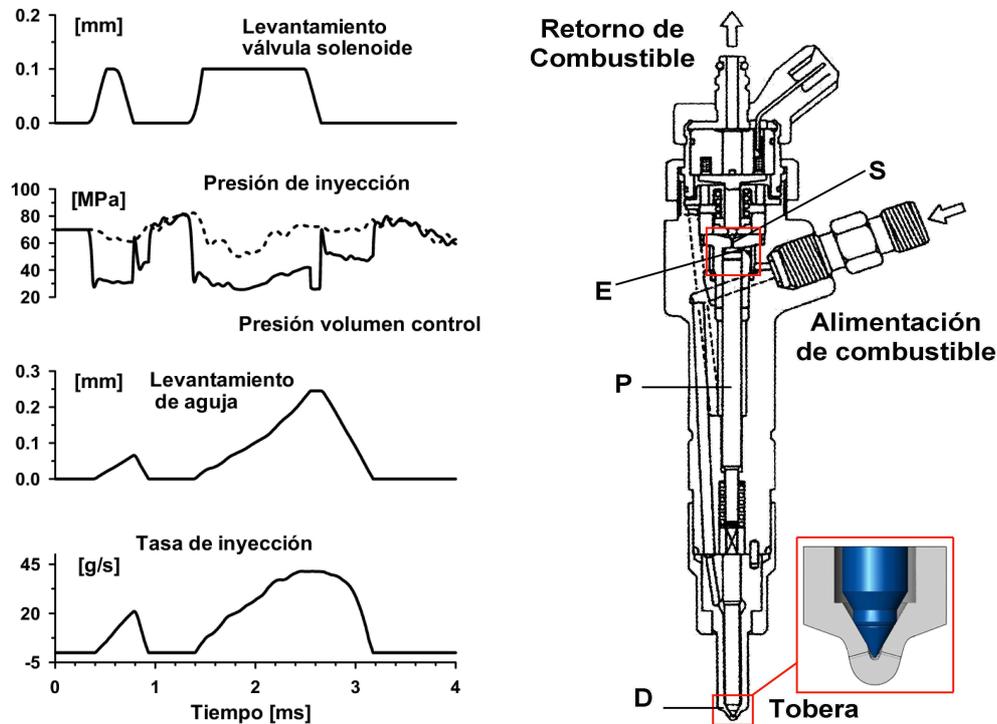


Figura 2.2: Esquema de inyector y evolución de las variables de funcionamiento para una inyección múltiple con inyección piloto e inyección principal (adaptado de Salvador [1]).

Principio de funcionamiento del inyector tipo solenoide

En la figura 2.3 se ilustra el principio de funcionamiento del inyector tipo solenoide.

El combustible viene desde el raíl al inyector, separándose a través de dos conductos. Uno de ellos llega directamente hasta la parte baja del inyector, suministrando a la tobera, mientras que el otro es utilizado para suministrar al volumen de control, en la parte alta de la varilla, mediante el orificio E.

Cuando la válvula solenoide es desactivada, el orificio S se encuentra cerrado. Por consiguiente, la presión del combustible, que equivale a la presión que se tiene en el raíl, actúa tanto sobre la parte superior de la varilla (mediante el orificio E) como en la parte inferior de la aguja. Como consecuencia del mayor área de la varilla y de la fuerza ejercida por el muelle, la aguja se mantiene en su asiento, cerrando los orificios de descarga. Sin embargo cuando la válvula solenoide es activada, el orificio S se abre disminuyendo la presión que se tiene

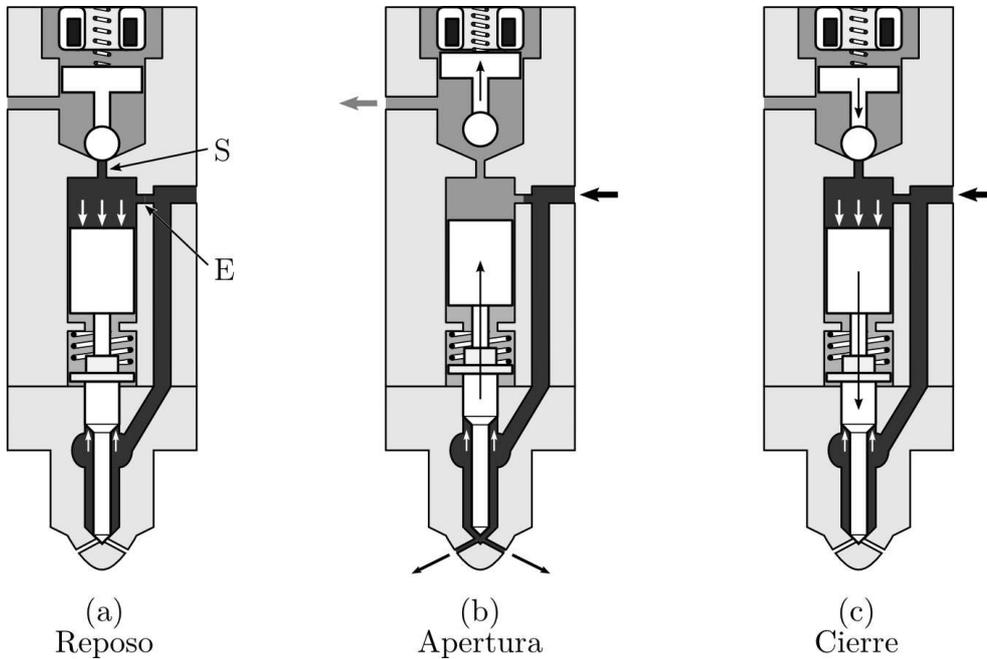


Figura 2.3: Principio de funcionamiento de un inyector common rail (adaptado de Gimeno [4]).

en el interior del volumen de control. Por tanto, la presión que se tiene en la parte superior de la varilla es menor respecto a la que se tiene en la parte inferior de la aguja. Esto provoca el levantamiento del conjunto varilla-aguja, abriéndose los orificios e iniciando por consiguiente el proceso de inyección.

A continuación se procederá a describir al otro tipo de inyector, es decir al inyector tipo piezoeléctrico.

Inyector tipo piezoeléctrico

Este tipo de inyector, al igual que el inyector tipo solenoide, está constituido, entre otros elementos, por una tobera multiorificio, una varilla, y una válvula de control.

A continuación se describirá el principio de funcionamiento de este tipo de inyector.

Principio de funcionamiento del inyector tipo piezoeléctrico

Cabe mencionar que el principio de funcionamiento en este tipo de inyectores es ligeramente diferente al del inyector tipo solenoide previamente descrito. Como ya se indicó al comienzo del presente apartado, ahora en este tipo de inyectores la válvula que controla la apertura de éstos corresponde a una válvula piezoeléctrica. En la figura 2.4 se ilustra dicha válvula con cada uno de los elementos que la conforman.

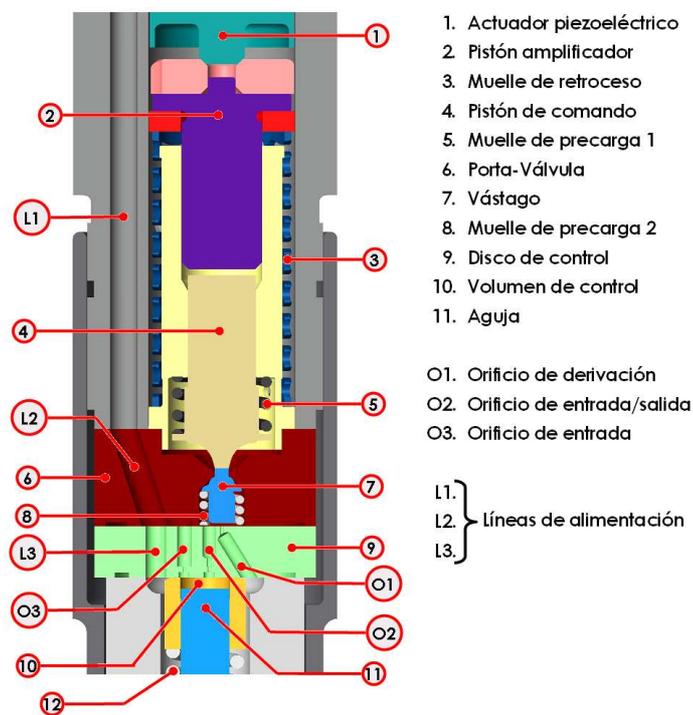


Figura 2.4: Válvula piezoeléctrica (adaptada de Plazas [5]).

A continuación en la figura 2.5 se representa el principio de funcionamiento de este tipo de inyector.

Cuando la válvula piezoeléctrica está desactivada (ver caso (a) de la figura 2.5), el asiento superior de la válvula de control (asiento de válvula 1) se encuentra cerrado debido a la suma de la fuerza de precarga del muelle y a la presión ejercida en la parte inferior del vástago. En estas condiciones, la presión que se tiene tanto en el volumen de control, localizado en la parte superior de la aguja, como la presión que se tiene en el resto del sistema, es la misma que se tiene en el raíl. Dado que el área en la parte superior de la

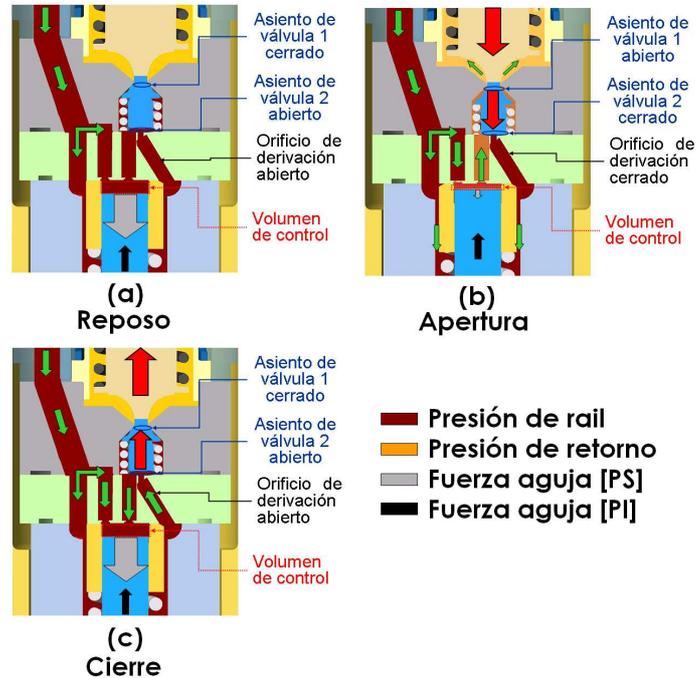


Figura 2.5: Principio de funcionamiento del inyector tipo piezoeléctrico (adaptado de Plazas [5]).

aguja es mayor respecto a la que se tiene en la parte inferior de la misma, la fuerza en la parte superior es mayor, provocando que la aguja se mantenga unida con su asiento y como consecuencia no se produce la inyección.

Cuando la válvula piezoeléctrica está activada (ver caso (b) de la figura 2.5), ésta se expande moviendo el pistón amplificador hacia abajo, el cual comprime el combustible que está presente en el espacio existente entre la parte inferior del pistón amplificador y la parte superior del pistón de comando, aumentando el desplazamiento de este último, abriendo el asiento superior de la válvula de control (asiento de válvula 1) y a la vez cerrando el asiento inferior de esta válvula (asiento de válvula 2). Este aumento del desplazamiento del pistón de comando se lleva a cabo para asegurar que el desplazamiento de éste sea siempre el necesario para que el asiento inferior de la válvula de control (asiento de válvula 2) siempre permanezca cerrado cuando el actuador piezoeléctrico está deformado, y así se logra que el orificio de derivación (orificio O1 en la figura 2.4) quede inactivo.

Una vez que se abre el asiento de válvula 1, la presión aguas abajo del orificio de control de salida se reduce hasta el valor de la presión que se tiene

en el retorno del inyector (la cual es del orden de 1 MPa), el combustible presente en el volumen de control deja de ejercer fuerza sobre la parte superior de la aguja para circular por el orificio de control de salida (orificio O2 en la figura 2.4) a través del asiento de válvula 1 hacia el retorno de combustible. La aguja de la tobera se mueve de su asiento dado que la fuerza ejercida por el combustible que rodea la parte inferior de la aguja es mayor a la fuerza en la parte superior de ésta, generándose la inyección.

Seguidamente cuando el actuador vuelve a estar desactivado (ver caso (c) de la figura 2.5), éste regresa a su longitud inicial gracias al muelle de retroceso. El asiento de válvula 1 se cierra gracias al muelle de precarga y la presión en la parte superior del pistón de comando se recupera gracias al combustible que entra por el orificio de control de entrada (orificio O3 en la figura 2.4) y por el orificio de control de salida (orificio O2 en la figura 2.4) dado que al abrirse el asiento de válvula 2, la entrada de orificio Z queda comunicada con la salida del orificio O2 a través del orificio O1, convirtiendo el orificio O2 en un segundo orificio de entrada. La aguja de la tobera es accionada hacia abajo hasta hacer contacto nuevamente con su asiento, terminando la inyección.

Como se ha podido observar, una de las principales diferencias entre los dos tipos de inyectores se centra en el sistema que controla el cierre y la apertura del inyector. En un inyector tipo solenoide este sistema es más sencillo en comparación al del inyector tipo piezoeléctrico.

2.2.2. Tobera de inyección

Las toberas de inyección de los inyectores, con el fin de ayudar a tener una mejor distribución del combustible dentro de la cámara de combustión, y de esta manera favorecer el proceso de mezcla aire-combustible, suelen ser diseñadas con varios orificios (entre 5 y 10, dependiendo del tamaño del motor), en donde la orientación de estos últimos, en la mayoría de los casos, es no coaxial, como se puede ver en la figura 2.6. En dicha figura se ilustran los dos tipos de toberas más utilizados actualmente: VCO (“Valve covered orifice”) y microsaco.

Como ya se ha podido apreciar en la figura anterior, en la tobera tipo VCO la aguja de la tobera cierra directamente los orificios de la tobera, mientras que en la tobera tipo microsaco la aguja de la tobera cierra indirectamente los orificios, es decir, ésta cierra el paso de combustible hacia el saco de la tobera, el cual está comunicado con los orificios de la tobera.

Seguidamente, en la figura 2.7, se ilustra un esquema de un orificio de una tobera, con los parámetros geométricos más importantes: diámetro de entrada

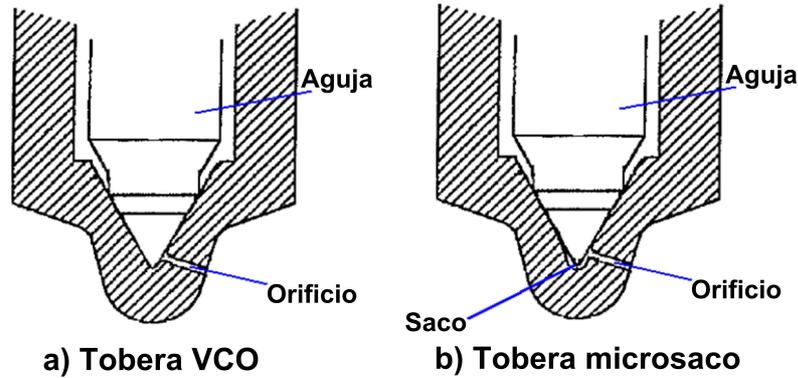


Figura 2.6: Esquema de una tobera. a) VCO b) Microsaco (adaptado de de la Morena [6]).

(d_i), diámetro de salida (d_o), longitud (L_o), y radio de entrada (r_i), este último comúnmente llamado radio de acuerdo. Cabe mencionar que este radio de acuerdo puede ser modificado a través de un proceso de fabricación denominado “hidro-erosión”, el cual consiste en hacer pasar un fluido abrasivo a través del interior del orificio de la tobera, con el propósito de desbastar material a la entrada del orificio, y así de esta manera cambiar el radio de entrada del orificio. Cabe indicar que de los parámetros geométricos previamente descritos, el que más se utiliza a la hora de analizar el proceso de inyección es el diámetro de salida. Respecto a este último es importante señalar que no siempre es conocido, e incluso en los casos en que sí es conocido el error asociado a su valor puede ser importante, debido a las pequeñas dimensiones de los orificios [7].

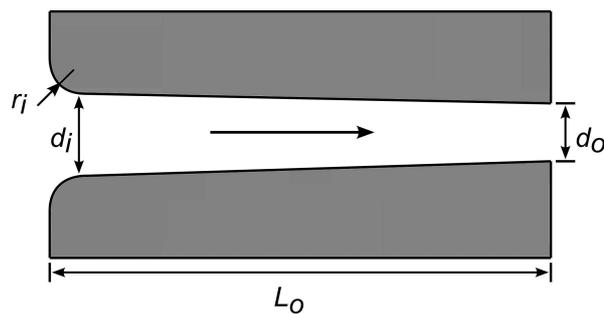


Figura 2.7: Detalles geométricos de un orificio de inyección.

Para estimar el grado de conicidad del orificio se utiliza el parámetro k – factor, que se define como:

$$k - factor = \frac{(d_i - d_o)[\mu m]}{10} \quad (2.1)$$

De acuerdo con la definición anterior, una tobera con diámetros de entrada y salida de 215 y 200 μm , respectivamente, tiene el mismo valor de $k - factor$ que otra de 115 y 100 μm , respectivamente. Sin embargo, las secciones de paso y, por consiguiente, las características del flujo son completamente diferentes en una y otra tobera. Esta es la razón por la que algunos investigadores como Salvador [1] prefieren emplear el parámetro AR (del inglés “area reduction”), definido como:

$$AR = \frac{A_i - A_o}{A_i} \quad (2.2)$$

A continuación se pasarán a describir los conceptos más relevantes relacionados con las características del chorro diesel.

2.2.3. Proceso de atomización

Para que se lleve a cabo el proceso de combustión, el combustible que se introduce en la cámara de combustión a través de la tobera de inyección debe mezclarse con el aire presente en la cámara y evaporarse. Para realizar lo anterior, el primer paso consiste en pasar de una columna líquida a un chorro integrado por gotas lo más pequeñas posible, con el fin de que el proceso de evaporación sea más eficiente. Al proceso de descomposición del chorro en gotas se le conoce como atomización, el cual ha sido ampliamente estudiado para distintas aplicaciones [8–12].

Desde que sale del orificio, el combustible en fase líquida se encuentra bajo la acción conjunta de fuerzas que tratan de mantenerlo cohesionado, y fuerzas disruptivas, cuya influencia trata de producir perturbaciones en su estructura. Si estas perturbaciones llegan a superar en intensidad a las fuerzas cohesivas, se producen oscilaciones en la superficie del chorro que crecen hasta ocasionar la ruptura del mismo. A este proceso se le denomina atomización primaria. A continuación, si las gotas son lo suficientemente grandes, el balance entre fuerzas cohesivas y disruptivas seguirá estando desequilibrado. Entonces, se genera una segunda ruptura de estas gotas, hasta lograr un tamaño suficiente como para lograr el equilibrio. A este otro proceso se le denomina atomización secundaria.

En el presente apartado nos centraremos en el proceso de atomización primaria. Seguidamente se describen las diferentes maneras en que se puede

llevar a cabo el proceso antes citado, así como los diferentes mecanismos que lo provocan.

Regímenes de atomización

Hace mucho tiempo se ha observado que la manera en que se lleva a cabo el proceso de atomización primaria depende de las condiciones con que el líquido es inyectado. En concreto, Reitz y Bracco [11], al llevar a cabo un análisis a partir de estudios experimentales acerca de este fenómeno, han encontrado cuatro regímenes distintos en los que se produce la atomización:

Régimen de Rayleigh. Este régimen se presenta a bajas velocidades efectivas de inyección. En este caso, las pequeñas oscilaciones que se producen en el contorno del chorro crecen por el efecto de la tensión superficial hasta ocasionar la rotura del chorro. Las gotas así producidas son de tamaño uniforme y mayor al diámetro de salida del orificio de la tobera.

Primer régimen inducido por interacción aerodinámica. En este régimen la influencia de la tensión superficial se ve aumentada como consecuencia de la velocidad relativa entre el líquido y el gas ambiente presente en la cámara de descarga. Aquí el proceso de atomización se lleva a cabo lejos del orificio de descarga, similar a lo que ocurre en el régimen de Rayleigh. Las gotas producidas tienen un diámetro muy parecido al de salida del orificio.

Segundo régimen inducido por interacción aerodinámica. A medida que aumenta la velocidad de inyección, las fuerzas aerodinámicas empiezan a ser preponderantes. La superficie cilíndrica de la vena líquida se cubre de oscilaciones de pequeña escala, generadas por la turbulencia a la salida del orificio pero también, y en gran medida, por la interacción aerodinámica. Estas perturbaciones transversales se ven amplificadas por las fuerzas aerodinámicas hasta llegar a la separación de gotas de combustible. Aquí el proceso de atomización es mucho más eficiente, generándose a distancias más cercanas a la tobera, y produciendo gotas de menor diámetro del orden de la longitud de onda de las perturbaciones.

Régimen de atomización. En este caso el chorro se descompone completamente en gotas en las proximidades del orificio de la tobera (tanto más próximo a él cuanto mayor es la velocidad efectiva de inyección).

En la figura 2.8 se muestra un esquema de la estructura del chorro para cada uno de los regímenes de atomización previamente descritos.

En base a la bibliografía existente se puede mencionar que, entre otros parámetros, la velocidad efectiva de inyección, la interacción aerodinámica y

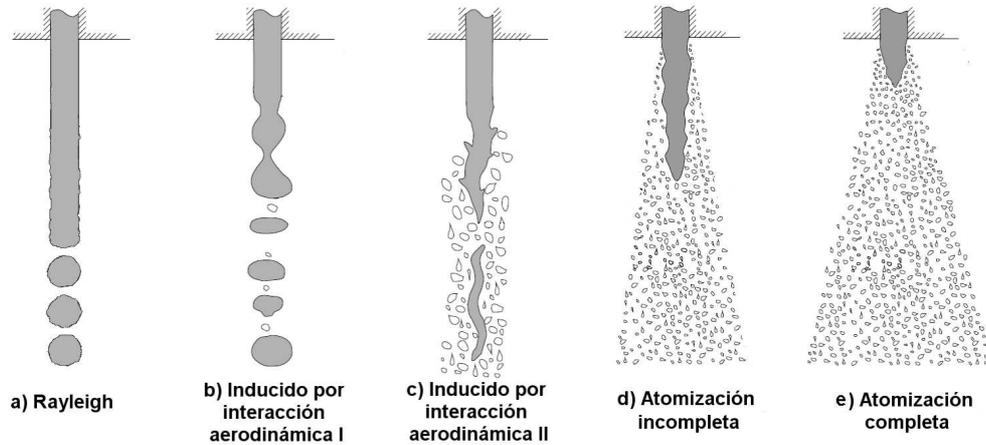


Figura 2.8: Esquema de la estructura del chorro para los distintos regímenes de atomización (adaptado de de la Morena [6]).

la cavitación afectan al proceso de atomización. Seguidamente se describe el efecto de cada uno de estos parámetros.

Influencia de la velocidad efectiva de inyección. El régimen de atomización en el que se encuentre el chorro va a depender, por un lado, del diámetro de las gotas originadas y, por otro lado, de la longitud a la que se produce la rotura del chorro (“break-up length”, L_b). Esta longitud está en función, entre otros factores, de la velocidad de salida del fluido, según se ve en la figura 2.9.

Como se puede apreciar en dicha figura, el comportamiento de la longitud de rotura con la velocidad de salida varía a lo largo de la curva. Lefèbvre [13] relaciona estos tramos con las características más o menos turbulentas del flujo en la sección de salida del orificio. Esta es la razón por la cual muchos investigadores, entre los cuales se pueden destacar a McCarthy y otros [14], Schweitzer [15] y Sterling y otros [16], han estudiado la influencia de la turbulencia sobre el proceso de atomización del combustible.

Otro posible factor que genera la atomización es la variación del perfil de velocidad en la sección de salida del orificio. Los esfuerzos viscosos provocados por la presencia de la pared del orificio desaparecen y el combustible próximo a la vena líquida se acelera, generando inestabilidades en la superficie del chorro.

Influencia de la interacción aerodinámica. Una vez que se ha llevado a cabo una perturbación inestable en la interfase líquido-gas de descarga, la velocidad relativa entre ambos fluidos origina esfuerzos cortantes que pueden provocar su crecimiento. En ese sentido, se produce el mecanismo que controla

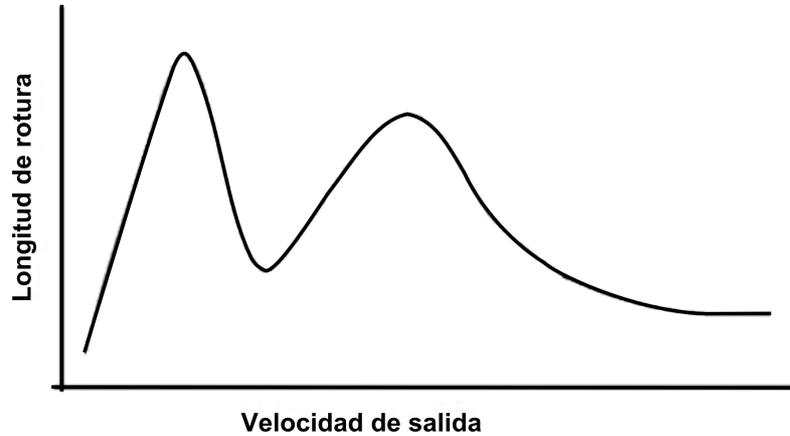


Figura 2.9: Evolución de la longitud de rotura en función de la velocidad del chorro (adaptado de de la Morena [6]).

el segundo régimen inducido por interacción aerodinámica: las inestabilidades de las ondas de alta frecuencia existentes en la superficie de la vena, originadas por modificaciones locales de presión en el gas y el líquido, generan finos ligamentos. El diámetro de la vena líquida va decreciendo a medida que se aleja del inyector como consecuencia de esta pérdida de líquido. Los ligamentos se rompen debido a la acción de las fuerzas de tensión superficial y/o de la interacción aerodinámica con el gas ambiente. Este mecanismo ha sido analizado teóricamente por investigadores como Reitz y Bracco [11] o Ruiz [17], basándose principalmente en el análisis de Taylor [18–20]. Para velocidades efectivas de inyección relativamente bajas, cerca del segundo régimen inducido por interacción aerodinámica, este análisis es coherente con los resultados experimentales. Sin embargo, a medida que va incrementando la velocidad efectiva de inyección, la tasa de atomización y el ángulo del chorro calculados son menores, dejando al descubierto que existen otros mecanismos que favorecen el proceso de atomización del combustible.

Influencia de la cavitación. El efecto de este fenómeno físico sobre algunos aspectos (entre otros se puede mencionar la velocidad efectiva de inyección y el ángulo del chorro) es estudiado en la presente tesis doctoral, y es por ello que será descrito más en detalle en § 2.4.1. No obstante se puede mencionar que este fenómeno ocurre debido a la baja presión estática que se alcanza en el flujo en condiciones de alta velocidad, en la zona cercana del radio de acuerdo de entrada al orificio.

El efecto de la cavitación sobre el proceso de atomización puede ser de dos clases: la primera, la presencia de cavitación genera un aumento de la turbu-

lencia que, como se ha observado, incrementa la atomización. Y la segunda, la presencia de burbujas de vapor en el combustible hace que ya en la sección de salida del orificio estemos en presencia de un flujo bifásico. Las discontinuidades en el líquido ayudan a la división del chorro en ligamentos y gotas. Esta constatación experimental ha sido confirmada por muchos investigadores, entre los cuales se puede destacar a Salvador [1], Blessing y otros [21] y Kampmann y otros [22].

2.2.4. Características del chorro diesel

En el apartado anterior se ha estudiado el comportamiento del chorro cerca del orificio de la tobera, donde tiene lugar el proceso de atomización primaria. No obstante, es de interés conocer la forma que tiene el chorro una vez que el combustible es atomizado, mezclado con el aire presente en la cámara de combustión, y evaporado, para que posteriormente ocurra el proceso de combustión. Debido a lo anterior, en la bibliografía existen muchos estudios que han intentado caracterizar, entre otros aspectos, la morfología externa del chorro (concretamente el ángulo y la penetración del chorro).

En la figura 2.10, se muestra un esquema de la morfología externa de un chorro diesel.

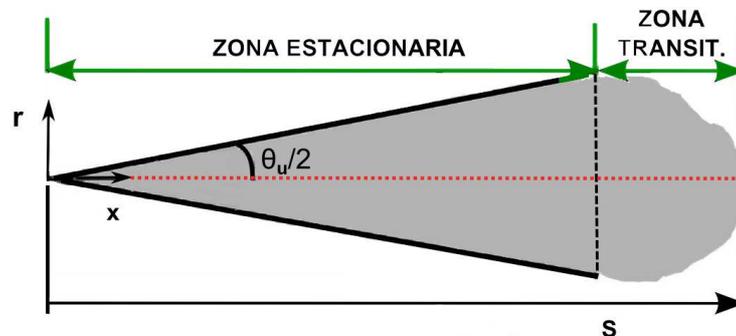


Figura 2.10: Morfología externa de un chorro diesel (adaptado de de la Morena [6]).

Seguidamente se describen algunos de los muchos trabajos que se han centrado en estudiar este tema.

Ángulo del chorro

El ángulo del chorro es uno de los parámetros macroscópicos descriptivos del chorro diesel. Respecto a éste cabe mencionar que no existe una definición

exacta de lo que es, debido a dos motivos: el primero, es que dependiendo de la técnica de visualización que se utilice para extraer este ángulo se puede obtener un valor distinto. Y el segundo es que las fluctuaciones en la superficie del chorro dificultan su definición. No obstante, habitualmente se suele definir como el ángulo del chorro el que se forma mediante dos rectas que se ajustan al contorno del chorro en la zona estacionaria del mismo y que llegan al orificio de salida (ver figura 2.10). Cabe indicar que este parámetro es muy importante debido a que es un estimador de la calidad del proceso de mezcla aire-combustible. Por esta razón, existen muchos trabajos que se han centrado en estudiar e identificar de qué forma afectan las diferentes variables relacionadas con el proceso de inyección al ángulo del chorro.

Uno de los primeros trabajos en el que se ha tratado de estudiar el ángulo del chorro corresponde al de Ranz [23], en el cual se llega a la siguiente expresión:

$$\tan(\theta/2) = \frac{4 \cdot \pi}{A} \cdot \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_a}} \cdot F_t \cdot \left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \cdot \frac{\sigma^2}{\mu_f^2 \cdot u_{eff}^2} \right) \quad (2.3)$$

donde σ es la tensión superficial del combustible, μ_f es la viscosidad dinámica del combustible, u_{eff} es la velocidad efectiva de inyección, A es una constante que debe de ser ajustada dependiendo de la geometría del orificio, y F_t es una función obtenida de manera analítica por Taylor, cuyo valor límite es de 0.288 en condiciones reales de inyección. El cociente de densidades en esta ecuación muestra el claro efecto de los fenómenos aerodinámicos sobre la apertura del chorro.

Hiroyasu y Arai [24], a partir de sus medidas experimentales, propusieron una correlación para calcular el ángulo del chorro en toberas tipo saco y de geometría cilíndrica, la cual se define de la siguiente manera:

$$\theta = 83.5 \cdot \left(\frac{L_o}{d_o} \right)^{-0.022} \cdot \left(\frac{d_o}{d_s} \right)^{0.15} \cdot \left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \right)^{0.26} \quad (2.4)$$

donde L_o es la longitud del orificio y d_s es el diámetro del saco de la tobera.

En los trabajos de Naber y Siebers [10], Desantes y otros [25] y Delacourt y otros [26], similarmente se utilizan toberas con una geometría más próxima a la que se tiene en una tobera de inyección real. En estos trabajos se muestra, por un lado, que el efecto de la relación de densidades sobre el ángulo del chorro es igualmente importante y, por otro lado, que la presión de inyección, la cual está asociada con la u_{eff} , tiene un efecto prácticamente despreciable sobre el ángulo del chorro.

Como se ha podido observar en la bibliografía relacionada con el ángulo de un chorro diesel, se pone de manifiesto que éste depende, fundamentalmente, de la geometría de la tobera y del cociente entre la densidad del gas de descarga y la del combustible.

Penetración

La penetración del chorro es el otro parámetro macroscópico descriptivo del chorro diesel. Cabe mencionar que éste es muy importante por dos motivos: el primero, porque al igual que el ángulo del chorro, es un estimador (si bien de manera más indirecta) de la calidad del proceso de mezcla aire-combustible, y el segundo, porque se utiliza para estudiar el posible impacto del chorro con las paredes de la cámara de combustión, aspecto que es de gran interés desde el punto de vista de las emisiones contaminantes. Lo anterior es lo que ha motivado a muchos investigadores a estudiar este parámetro, entre los cuales se pueden destacar los siguientes:

Hay y Jones [27] y Dent [28] llevaron a cabo una revisión exhaustiva de la mayoría de las correlaciones que existían en ese momento para la penetración del chorro. A modo de resumen, los parámetros que principalmente aparecen en estas correlaciones son: el tiempo transcurrido desde el inicio de la inyección, la densidad que se tiene en la cámara de descarga, el diámetro geométrico de la tobera, la diferencia de presión entre la presión aguas arriba y la presión aguas abajo del orificio, y algunos parámetros relacionados con la geometría de la tobera.

Wakuri y otros [29] propusieron una ley de escalado para la penetración que relaciona las variables previamente descritas, la cual se define como:

$$S(t) = \frac{(2 \cdot C_d^3)^{0.25}}{(\tan(\theta/2))^{0.5}} \cdot \left(\frac{\Delta p}{\rho_a}\right)^{0.25} \cdot d_o^{0.5} \cdot t^{0.5} \quad (2.5)$$

donde el C_d es el coeficiente de descarga, θ es el ángulo del chorro, Δp es la diferencia de presión entre la presión aguas arriba y la presión aguas abajo del orificio, ρ_a es la densidad del aire, d_o es el diámetro de salida del orificio y t es el tiempo transcurrido desde el comienzo de la inyección.

Más recientemente, Desantes y otros [30], han relacionado el comportamiento del chorro con los parámetros que gobiernan el proceso de inyección (es decir, con la densidad de la carga, el diámetro de salida del orificio y con la presión de inyección). Además, Payri y otros [31], a partir de ensayos de visualización con una tobera multiorificio, han encontrado la siguiente correlación para el comportamiento de la penetración en sus primeras etapas:

$$S(t) = 0.00243 \cdot \rho_a^{-0.218} \cdot \Delta p^{0.575} \cdot t^{0.997} \cdot \tan(\theta/2)^{-0.197} \quad (2.6)$$

A partir de las leyes de escalado de la penetración del chorro que previamente han sido presentadas, se puede ver que cuanto mayor es el ángulo del chorro, menor es la penetración del mismo. Esto indica la relación estrecha que existe entre la penetración y el ángulo del chorro. Además, como se ha podido ver en los tres aspectos previamente descritos, el proceso de atomización del combustible, el ángulo y la penetración del chorro están directamente relacionados con el proceso de mezcla aire-combustible.

Una vez que se ha hecho un repaso de los diferentes aspectos relacionados con el proceso de inyección, los cuales afectan al desarrollo del proceso de combustión, a continuación se pasará a estudiar este último proceso.

2.3. Aspectos del proceso de combustión

2.3.1. Modelo conceptual de llama de difusión

La combustión diesel es un proceso complejo, turbulento en tres dimensiones, compuesto de tres fases principales [32–34] (fase 1: retraso al autoencendido, fase 2: combustión premezclada, y la fase 3: combustión por difusión), que ocurre a altas temperaturas y presiones.

Con el fin de explicar cómo se lleva a cabo este complejo proceso de la combustión diesel, muchos investigadores, entre los cuales se puede destacar a Chiu y otros [35], Faeth [36], Kamimoto y Bea [37], Dec [38], y Flynn y otros [39], apoyándose en medidas experimentales obtenidas a partir de aplicar técnicas de visualización óptica, han propuesto un modelo conceptual de llama de difusión. El modelo más reciente y aceptado por la comunidad científica corresponde al de Dec [38] y Flynn y otros [39]. Por consiguiente este modelo es el que se asumirá en la presente tesis doctoral.

En la figura 2.11 se muestra un esquema del modelo conceptual obtenido a partir de la técnica de visualización óptica “Laser-Sheet Imaging”.

A partir del esquema previamente presentado se pueden apreciar tres zonas:

- *Zona 1, Longitud de lift-off*: corresponde a la zona que hay entre la tobera de inyección y el inicio de la zona reactiva de la llama. En esta zona el chorro es similar a un chorro no reactivo, dado que la zona

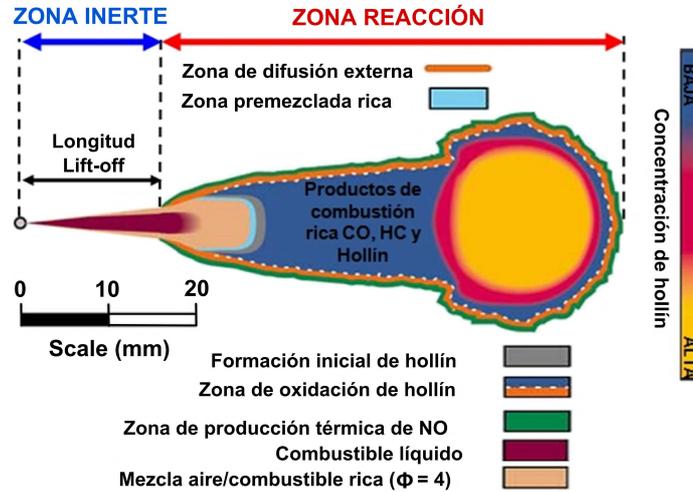


Figura 2.11: Esquema de la estructura de la llama Diesel durante la parte cuasi-estacionaria de la fase de combustión por difusión (adaptado de Dec [38]).

reactiva del chorro no alcanza a llegar a la tobera de inyección debido a los elevados gradientes de velocidad que se tienen cerca de ésta. En esta zona tienen lugar los procesos de atomización, englobamiento de aire y evaporación, de manera similar a como ocurre en un chorro evaporativo pero no reactivo.

- *Zona 2, Combustión premezclada:* ésta se localiza seguidamente de la zona 1. Dec asume que en esta zona se consume todo el oxígeno englobado por el chorro en la zona 1. Por tanto, en el interior de la llama de difusión (zona de combustión por difusión) se tiene una concentración de oxígeno nula. Según Dec los productos que se originan de esta reacción de dosado rico (entre otros monóxido de carbono e hidrocarburos parcialmente oxidados) sirven como base para la formación de los precursores de hollín.
- *Zona 3, Combustión por difusión:* A partir de la zona 1 y rodeando a la zona 2, la llama adquiere una estructura de llama de difusión compuesta a su vez de dos zonas: una zona interna, en donde de acuerdo con Dec se tienen productos parcialmente oxidados creados en la zona 2, combustible sin quemar y hollín, y una zona externa que rodea a la interna y hace las veces de zona de reacción.

En el interior de esta zona los precursores de hollín formados en la zona 2 se desarrollan. En el esquema de la figura 2.11 se puede ver que en

el interior de la llama se tienen diferentes concentraciones de hollín, creciendo esta última conforme se avanza a través de la zona 3 hasta que llega a la parte frontal de la llama, en donde se aprecia un vórtice característico que presenta la concentración de hollín más elevada. Como complemento cabe mencionar que el hollín es oxidado completamente al llegar a la superficie de reacción. Esta oxidación se da gracias a la presencia de los radicales OH formados por la propia llama de difusión, así como también por el oxígeno presente en el gas que rodea a la llama.

Por otro lado, cabe destacar que en esta superficie de reacción las condiciones son ideales para la formación de los óxidos de nitrógeno, al menos por la vía térmica. La combustión se lleva a cabo en condiciones cercanas al estequiométrico, las temperaturas que se tienen son altas y además se cuenta con oxígeno en el gas que cubre a la superficie de reacción.

2.3.2. Evolución espacial del proceso de combustión diesel

A continuación con la intención de completar la descripción de la estructura de la llama diesel cuasi-estacionaria previamente presentada, se describe la evolución espacial de los fenómenos que acontecen en una porción de masa de combustible al pasar por cada una de las zonas que conforman la llama, las cuales han sido descritas previamente. Cabe mencionar que esta secuencia de fenómenos ha sido ya descrita por otros investigadores [32, 39–42] y se ilustra en la figura 2.12.

Una vez que la porción de masa de combustible sale de la tobera de inyección, éste se atomiza y se mezcla con el aire. Las gotas creadas durante el proceso de atomización, al mezclarse con el aire caliente, se calientan, de manera que el combustible en fase líquida se evapora hasta alcanzar una distancia característica en donde ya no hay presencia de combustible en fase líquida, que se denomina *longitud líquida de evaporación*. Al terminar de evaporarse completamente el combustible en fase líquida se tiene un dosado relativo (relación másica entre combustible/aire) rico, en torno a 5, y la temperatura del combustible ha pasado de la temperatura de inyección a un valor de aproximadamente 700 K.

Posteriormente, al pasar esta porción de masa de combustible por la zona de combustión premezclada, ésta se quema provocando un incremento en su temperatura hasta aproximadamente 1600 K. Dado que el dosado local es rico, el oxígeno que se ha englobado se consume totalmente provocando, una serie de productos parciales, fundamentalmente monóxido de carbono e hidrocarburos de cadena corta no saturados. Se cree que estos hidrocarburos

son los responsables de la formación de los precursores de hollín. De acuerdo con Dec y Flynn [39] en esta zona de combustión premezclada se libera aproximadamente del orden de 10 a 15 % de la energía química presente en el combustible.

Seguidamente esta porción de masa de combustible entra a la zona de la combustión por difusión, en donde continúa mezclándose y englobando gases, pero no llega a existir una liberación de energía, dado que aquí no existe oxígeno. La razón de esta no existencia de oxígeno es debido a que la llama de difusión presente en la periferia y la zona de combustión premezclada impiden que penetre éste a esta zona. Como consecuencia del calentamiento notable de la cantidad de masa de combustible y de los precursores de hollín producidos en la combustión premezclada, se forman pequeñas partículas de hollín, las cuales van creciendo al acercarse al frente de llama, junto al cual alcanzan su tamaño máximo. Finalmente cuando la masa de combustible atraviesa el frente de llama, los productos parciales de la combustión son oxidados como consecuencia del oxígeno presente en el exterior del frente de llama, el cual es aportado por difusión. Así, de esta manera, se logra liberar el resto de energía que tenía el combustible (en torno a 80 u 85 %), la cual no había sido liberada en la zona de la combustión premezclada. Con lo anterior se alcanzan las temperaturas más elevadas de todo el proceso, las cuales son del orden de la temperatura adiabática de llama. Gracias a estas elevadas temperaturas y a la presencia del radical OH, el hollín formado es oxidado. Sin embargo, la formación de los óxidos de nitrógeno crece repentinamente.

2.3.3. Proceso de formación de hollín

Con el fin de complementar la información relacionada con la formación de hollín en el interior de la llama diesel, previamente presentada, a continuación se dan más detalles sobre cómo se lleva a cabo el proceso de formación de hollín.

En el trabajo de Tree [43] se destacan los procesos que intervienen en la formación de hollín, los cuales se representan en la figura 2.13. Seguidamente se explican cada uno de ellos: durante el *proceso de pirólisis* se forman los precursores de hollín (entre otros los hidrocarburos poliaromáticos, PAH's). Seguidamente, en el *proceso de nucleación*, los precursores de hollín engendran núcleos (pequeñas partículas de hollín). A continuación incrementa la superficie de los núcleos, como consecuencia de las reacciones que ocurren en su superficie formando partículas primarias. Seguidamente estas partículas primarias se aglomeran de tal manera que al aproximarse al frente de llama

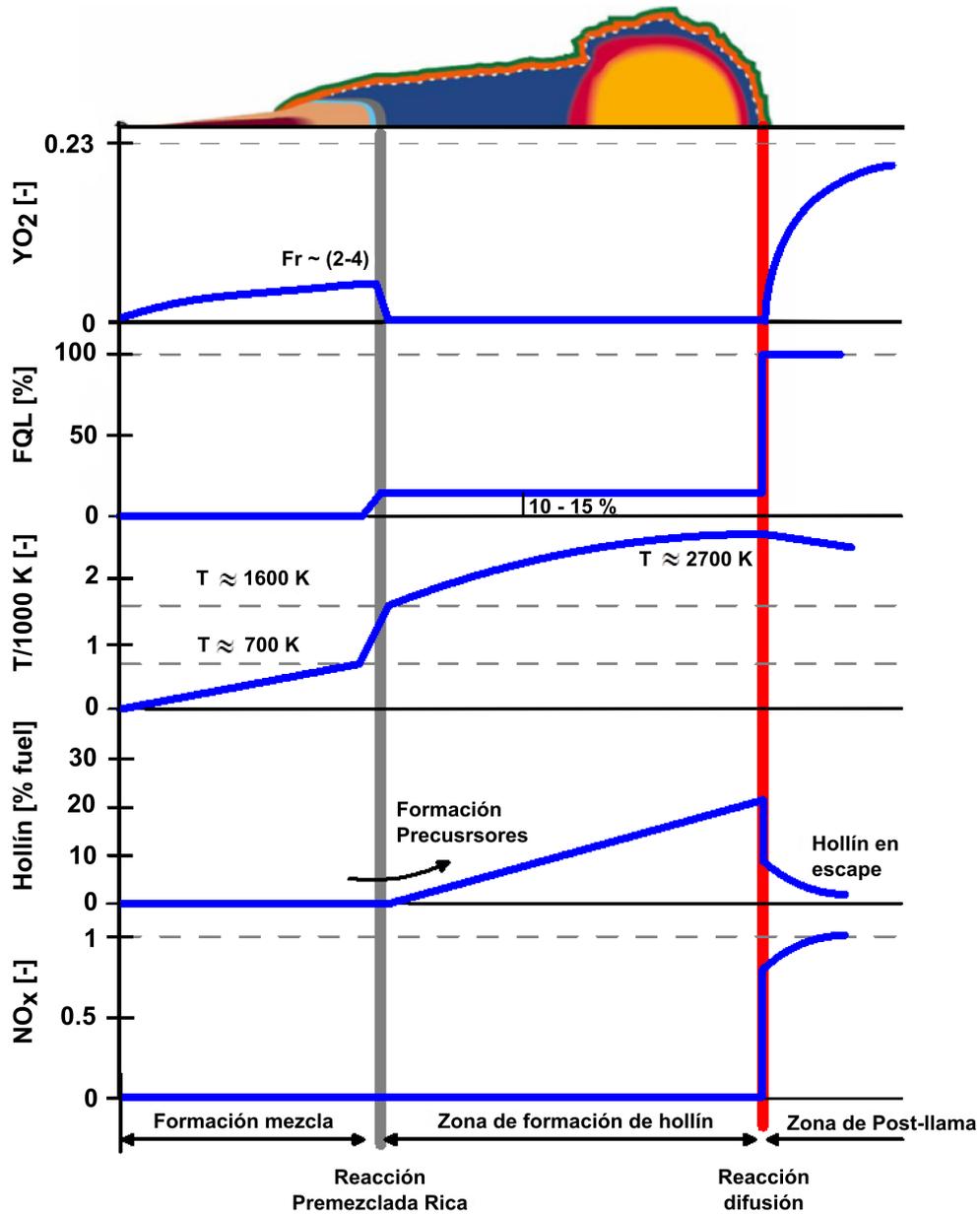


Figura 2.12: Evolución espacio-temporal de una porción de masa inyectada durante la parte cuasi-estacionaria de la fase de combustión (adaptado de Flynn [39] y Molina [32]).

se forman aglomerados de gran tamaño (a esto se le denomina *cluster* o *agregación*). Pero es aquí, en el frente de llama, en donde afortunadamente gran parte de estas partículas se oxidan (como ya se ha indicado en § 2.3.2).

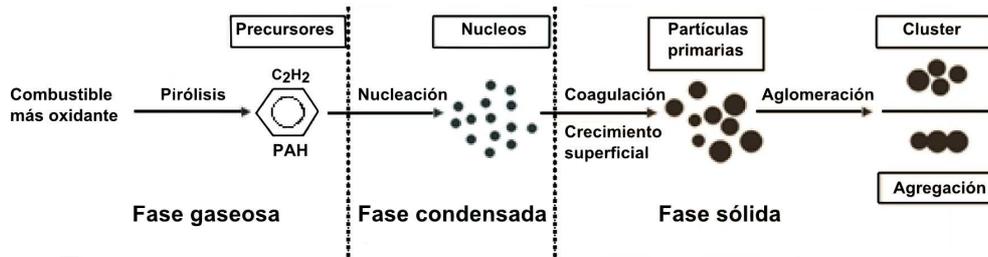


Figura 2.13: Procesos que intervienen en la formación de hollín (adaptado de Tree [43]).

La oxidación es un proceso de conversión de un carbono o hidrocarburo en productos de la combustión (entre otros, el CO , CO_2 y H_2O). Ésta tiene lugar en la superficie del hollín y puede ocurrir durante todas las fases del proceso de formación de hollín, es decir desde la pirólisis hasta la aglomeración, siempre y cuando existan las condiciones propicias (agentes oxidantes). Al principio se pensaba que el proceso de oxidación se llevaba a cabo por una intervención de especies oxidantes como el oxígeno molecular O_2 [44]. Posteriormente, Fenimore y Jones [45] fueron los primeros en darse cuenta de la importancia que tenía el radical OH en el proceso de oxidación del hollín. También estos investigadores se dieron cuenta de que, en determinadas condiciones, otras especies como átomos de O , H_2O , CO_2 , NO y NO_2 pueden tener su importancia en el proceso de oxidación de hollín.

Además de la presencia de las especies citadas previamente, Nagle y Strickland [44] indican que, para que ocurra el proceso de oxidación de hollín, es necesario que la temperatura en la llama sea superior a los 1100 K . Si en la llama se tiene una temperatura inferior a ésta, se genera un bloqueo térmico y el hollín formado no se oxida.

Cabe destacar que la emisión final de hollín es el resultado del balance entre el proceso de formación y el de oxidación de hollín.

De manera complementaria, una vez descritos los detalles, por un lado, de cómo se lleva a cabo el proceso de formación de hollín, y por otro lado, de cómo se produce la emisión final de hollín, cabe recordar la importancia de la longitud de lift-off sobre la mezcla aire-combustible antes de dicha longitud, y la de esta última sobre el proceso de formación de hollín, que se puso de manifiesto en § 2.3.1. Por esta razón, muchos investigadores, entre los cuales se pueden

destacar a Siebers y Higgins [46, 47], se han centrado en estudiar el efecto de los parámetros básicos del proceso de combustión (es decir, velocidad efectiva de inyección, diámetro efectivo del orificio, densidad del aire, temperatura del aire, y fracción volumétrica de oxígeno) sobre la longitud de lift-off, la mezcla aire-combustible antes de la longitud de lift-off, y por último sobre el proceso de formación de hollín. Estos investigadores, a través de realizar un barrido de condiciones de inyección (diámetro efectivo del orificio y velocidad efectiva de inyección) y del aire en cámara (densidad, temperatura y concentración de oxígeno), han encontrado unas dependencias de la longitud de lift-off con respecto de los parámetros básicos del proceso de combustión sintetizados en la ecuación 2.7 en forma de potencias.

$$LOL \propto u_{eff}^1 \cdot d_{eff}^{0.34} \cdot \rho_a^{-0.85} \cdot T_a^{-3.74} \cdot YO_2^{-1} \quad (2.7)$$

donde u_{eff} es la velocidad efectiva de inyección, d_{eff} es el diámetro efectivo del orificio, ρ_a y T_a es la densidad y temperatura del aire, respectivamente, y finalmente YO_2 es la fracción másica de oxígeno.

La información presentada en la ecuación 2.7 ilustra las variaciones observadas de la longitud de lift-off respecto de los parámetros básicos del proceso de combustión estudiados por estos investigadores:

- *La velocidad efectiva de inyección* afecta de forma lineal sobre la longitud de lift-off, como señala de manera explícita la ley de escalado previamente descrita.
- *La temperatura del aire* tiene un efecto no lineal sobre la longitud de lift-off. Un incremento en la temperatura del aire se refleja en una disminución de la longitud de lift-off.
- *La densidad del aire*, al igual que la temperatura del aire, afecta de manera no lineal sobre la longitud de lift-off. El efecto de la densidad se produce por medio de los términos de la difusividad térmica, la velocidad de combustión laminar y el ángulo del chorro.
- *La fracción másica de oxígeno* influye sobre la longitud de lift-off de forma inversamente proporcional.
- *El diámetro efectivo del orificio* afecta de manera no lineal sobre la longitud de lift-off, reduciéndose ésta ligeramente a medida que éste se reduce.

Cabe destacar que estos mismos investigadores Siebers y Higgins [47], al realizar medidas de intensidad de la radiación incandescente de hollín y estimaciones de la cantidad de oxígeno englobada por el chorro hasta la longitud

de lift-off, han encontrado que el hollín existente en la llama decrece en cuanto esta cantidad de oxígeno incrementa, pudiendo llegar a una condición a partir de la cual no se forma hollín. Esta condición de transición está ubicada en un dosado relativo de 2.

Una vez descritos los aspectos relacionados tanto con el proceso de inyección como con el proceso de combustión, a continuación se pasará a describir los aspectos relacionados con el fenómeno de la cavitación, por ser este último el fenómeno físico que es estudiado en la presente tesis doctoral.

2.4. Aspectos del fenómeno de la cavitación

2.4.1. Teoría de la cavitación

La cavitación en toberas de inyección diesel ocurre, debido a la baja presión estática que se alcanza en el flujo en condiciones de alta velocidad, en la zona cercana del radio de acuerdo de entrada al orificio. Si la forma de la entrada del orificio es suficientemente recta, el flujo tiende a separarse de la pared del orificio formando lo que se denomina vena contracta dentro del orificio. Esta contracción del flujo a la entrada del orificio, se refleja en una reducción del área efectiva de paso del flujo, en donde esta última viene acompañada de un incremento en la velocidad efectiva de inyección, tal como estima la ecuación de la conservación de la masa. Por otra parte, la conservación de la energía, establece que la aceleración del fluido en la vena contracta provoca una disminución de la presión estática en esa zona. Esta baja presión originada puede llegar a caer hasta un nivel inferior a la presión de vapor del combustible. Si se alcanza la presión de vapor del combustible, se produce un cambio de fase de líquido a vapor conocido como “cavitación” (Bergwerk [48]). Esta última, de acuerdo con estudios como los realizados por Nurick [49], Schmidt [50] o Salvador [1], es más severa conforme se reduce la conicidad y el radio de acuerdo a la entrada del orificio, así como al aumentar el diámetro de entrada o la rugosidad superficial de las paredes. En la figura 2.14 se representa un diagrama sencillo que ejemplifica lo que se ha descrito previamente acerca de la cavitación.

Nurick [49], basándose en sus experiencias con modelos de orificios transparentes a gran escala en condiciones de cavitación, propone un modelo uni-dimensional mediante el cual se logran explicar muchos de los fenómenos que acontecen cuando aparece la cavitación.

Para explicar este modelo uni-dimensional, nos centraremos en el esquema de la figura 2.14. En esta figura se pueden apreciar tres secciones de interés: la

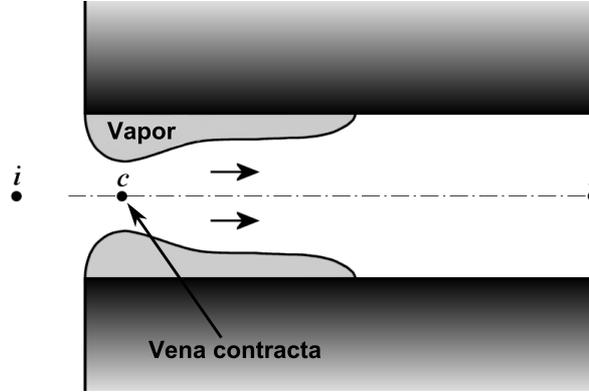


Figura 2.14: Representación esquemática del fenómeno de la cavitación en una tobera axi-simétrica (adaptada de Salvador [1]).

primera, la sección i , localizada aguas arriba del orificio, donde la velocidad es despreciable. La segunda, que es la sección c , localizada en la zona donde se tiene el valor mínimo de la sección transversal efectiva del orificio de la tobera. Finalmente, la sección b , se encuentra en la sección de salida del orificio de la tobera. En este análisis se considera la zona de cavitación como una zona que ocupa una fracción fija de la sección transversal del orificio, mientras que la fase líquida circulará por el centro del orificio.

El área de sección de paso del líquido en el punto c , viene dada en términos del área geométrica como (A_c):

$$A_c = A_{geométrica} \cdot C_c \quad (2.8)$$

donde C_c es un parámetro que depende de la geometría del orificio que fue caracterizado por von Mises en 1917 (Schmidt y Corradini [51]), y estimado en un valor de $\pi/(\pi+2)$, es decir, del orden de 0.61, para orificios con entrada totalmente recta, siendo éste el caso más crítico.

Se asume que la velocidad es constante y en dirección axial para la vena contracta en el punto c , u_c . Adicionalmente, se supone que la densidad de la fase líquida es constante y que la transferencia de masa entre la fase líquida y la fase de vapor es despreciable. De este modo, la masa que circula a través del orificio puede expresarse como:

$$\dot{m}_f = \rho_f \cdot A_c \cdot u_c \quad (2.9)$$

donde se asume que la densidad es la de la fase líquida, ρ_f .

Por otro lado, se puede asumir que no existen pérdidas en el flujo entre la sección i y la sección c , lo cual no es una idea muy irrealista teniendo presente que, debido al vapor, no existen esfuerzos cortantes en la zona de la pared. Dado que en la sección del punto c existe tanto fase vapor como fase líquida, se asume que la presión en el punto c es igual a la presión de vapor. Con estas suposiciones, y aplicando la ecuación de Bernoulli entre las secciones i y c , se encuentra la siguiente ecuación:

$$p_i = p_{vap} + \frac{1}{2} \cdot \rho_f \cdot u_c^2 \quad (2.10)$$

Combinando las ecuaciones (2.9) y (2.10), se es capaz de obtener el flujo másico a través del orificio, del siguiente modo:

$$\dot{m}_f = A_{geométrica} \cdot C_c \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_f \cdot (p_i - p_{vap})} \quad (2.11)$$

Una consecuencia importante y clave que se deriva de la ecuación (2.11) es que el flujo másico a través del orificio bajo condiciones de cavitación es independiente de la condición de presión aguas abajo del orificio. El flujo másico a través del orificio depende de la presión que se tenga aguas arriba p_i , y de la presión de vapor, p_{vap} , es decir, en estas condiciones, el modelo predice que el orificio está colapsado, bajo estado de choque.

Esta constatación experimental puede ser utilizada para obtener una expresión del coeficiente de descarga del flujo en condiciones cavitantes, el cual se puede expresar como:

$$C_d = \frac{\dot{m}_f}{A_{geométrica} \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_f \cdot (p_i - p_{back})}} \quad (2.12)$$

Combinando las ecuaciones (2.11) y (2.12) se llega a la siguiente expresión para el coeficiente de descarga:

$$C_d = C_c \cdot \sqrt{\frac{p_i - p_{vap}}{p_i - p_{back}}} \quad (2.13)$$

La relación de la raíz cuadrada en la ecuación (2.13) fue llamada por Nurick como el número de cavitación. Dicha relación se expresa explícitamente a través de la siguiente ecuación:

$$K = \frac{p_i - p_{vap}}{p_i - p_{back}} \quad (2.14)$$

Cabe indicar que el número de cavitación, K , es un buen parámetro para cuantificar la intensidad de cavitación que existe en el orificio de la tobera. Como se puede observar en la figura 2.15, en la que se representa el C_d en función de K en coordenadas logarítmicas, conforme aumenta el parámetro K y bajo condiciones de cavitación (que son las condiciones en las que la ecuación (2.13) es válida), el coeficiente de descarga aumenta a lo largo de una línea de pendiente igual a $1/2$, hasta un valor donde se hace constante para cualquier valor de K superior a éste. A este valor se le denomina número de cavitación crítico, donde se encuentra la frontera entre la presencia y la no presencia de cavitación.

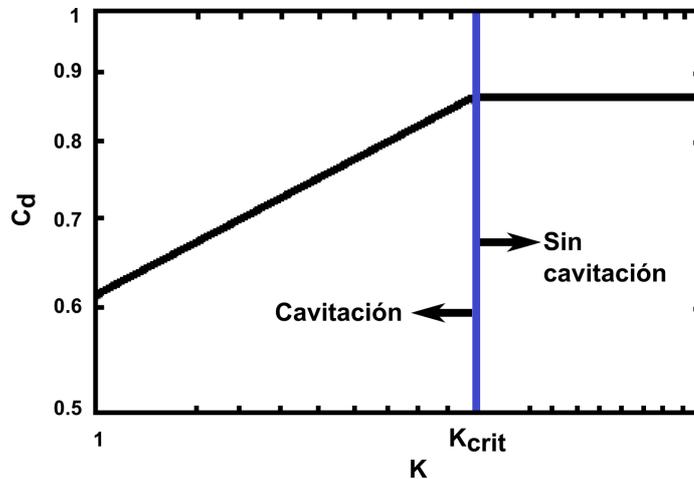


Figura 2.15: Predicción del coeficiente de descarga del modelo uni-dimensional de cavitación en coordenadas logarítmicas.

Nurick confirmó la tendencia de la figura 2.15, con sus medidas experimentales. Posteriormente, Schmidt y Corradini [52] recopilaron resultados experimentales sobre el tema. Los resultados de esta recopilación se ilustran en la figura 2.16. Como se puede ver en dicha figura, los datos experimentales recopilados colapsan en las líneas de comportamiento predichas por el modelo uni-dimensional, con lo que se valida este último.

Una vez descrito el fenómeno de la cavitación cabe destacar el trabajo de Kuensberg y otros [53] en el que se propone un modelo fenomenológico para describir el flujo en el interior del orificio. En dicho modelo se identifican cinco tipos de flujo: el primero, *el flujo turbulento no cavitante*, el segundo, *flujo cavitante que no alcanza la salida del orificio de la tobera*, el tercero, *cavitación completamente desarrollada o super-cavitación*, el cuarto, *Hydraulic flip*, y el

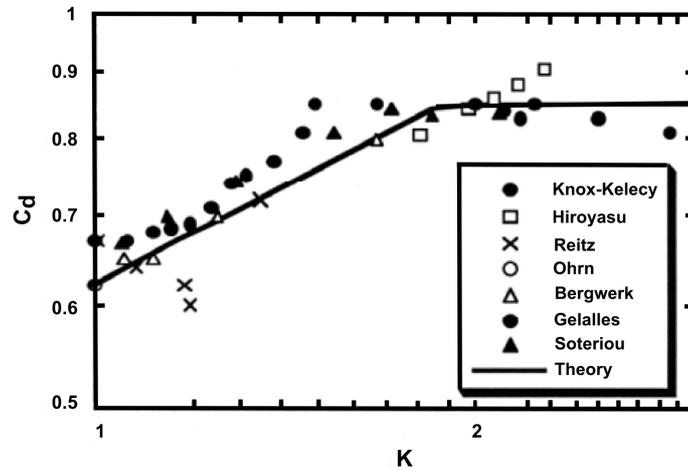


Figura 2.16: Recopilación de datos experimentales referentes al coeficiente de descarga realizada por Schmidt y Corradini [52] y comparación con la predicción del modelo unidimensional (adaptado de Salvador [1]).

quinto, *Partial hydraulic flip*. A continuación se describen más en detalle cada uno de estos tipos de flujo en el interior del orificio.

Flujo turbulento no cavitante (figura 2.17a). Aquí las pérdidas de flujo son originadas por la aceleración y la formación del perfil de velocidad en la entrada del orificio, la expansión después de la vena contracta y la fricción con la pared. El espesor de la capa límite depende de la longitud del orificio de la tobera.

Flujo cavitante que no alcanza la salida del orificio de la tobera (figura 2.17b). El colapso de flujo en la vena contracta provoca una nueva clase de pérdidas. En esta región la presión estática no puede caer por debajo de la presión de vapor, por consiguiente no se alcanza la velocidad teórica de flujo predicha por la ecuación de Bernoulli. Las pérdidas en la entrada del orificio llegan a ser pequeñas debido a las burbujas existentes en esta zona.

Flujo con cavitación completamente desarrollada (figura 2.18c). Aquí el flujo bifásico (burbujas de vapor + líquido) a lo largo de la pared del orificio se asume que tiene una muy baja densidad. Por otro lado, las pérdidas de flujo se dan únicamente en la vena contracta. Este tipo de flujo también es denominado “supercavitación”.

Hydraulic flip (figura 2.18d). Este tipo de flujo puede ocurrir en cualquier punto del flujo en condiciones de supercavitación, pero es más probable que

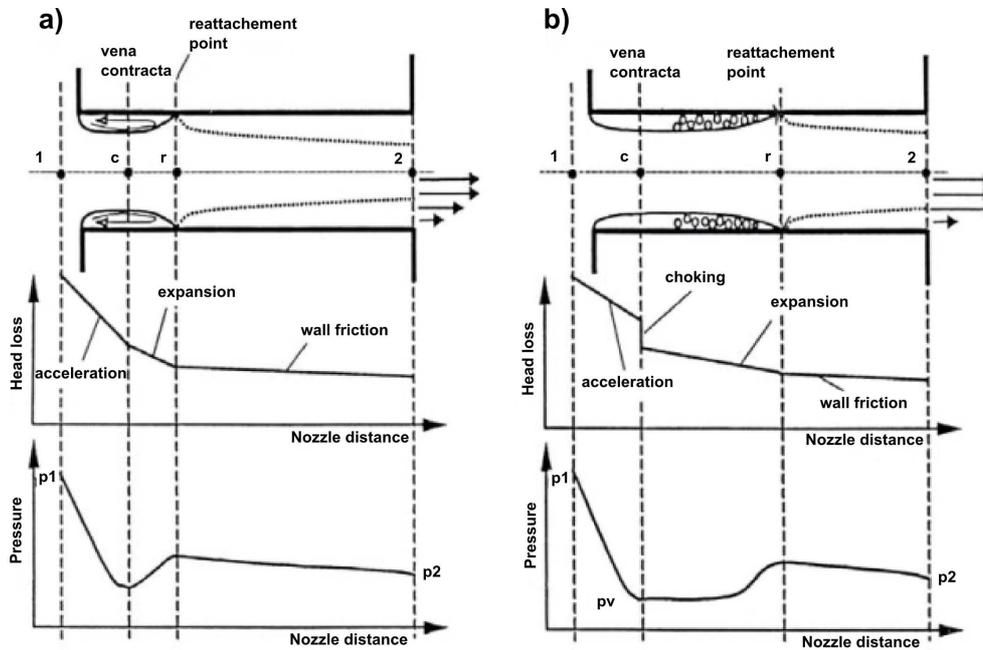


Figura 2.17: Tipos de flujo: a) flujo turbulento no cavitante, b) flujo cavitante que no alcanza la salida del orificio de la tobera (adaptado de Kuensberg [53]).

exista a altas velocidades de inyección, en toberas cortas, y en geometrías de tobera a escala.

Partial hydraulic flip. Este tipo de flujo puede ocurrir a lo largo de la tobera o cuando el campo de flujo antes de la entrada de la tobera no es uniforme.

Finalmente, cabe mencionar que Bergwerk [48] fue el primero en destacar que el fenómeno de la cavitación podría reflejarse en una mejora en el proceso de atomización del combustible. Lo anterior es lo que ha motivado a muchos investigadores a profundizar en el conocimiento de la influencia de la cavitación sobre el proceso de inyección y de combustión. Concretamente las investigaciones sobre el tema se centran en estudiar el efecto de la cavitación sobre:

- el flujo interno, específicamente sobre el caudal másico, el flujo de cantidad de movimiento, y la velocidad efectiva de inyección.
- el proceso de mezcla, concretamente sobre el proceso de atomización, el ángulo y la penetración del chorro.

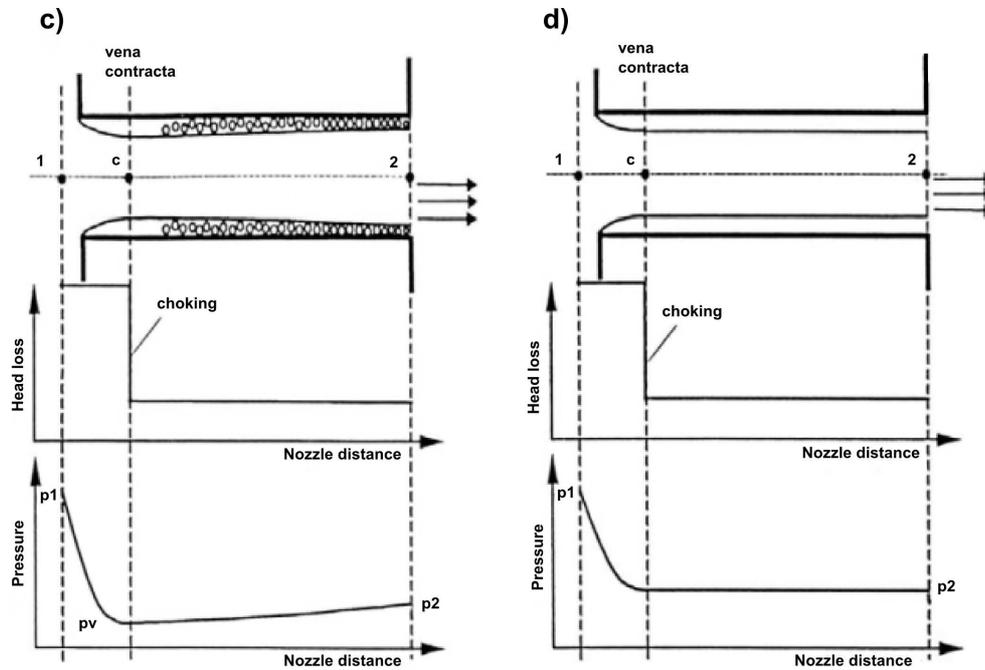


Figura 2.18: Tipos de flujo: c) flujo con cavitación completamente desarrollado, d) hydraulic flip (adaptado de Kuensberg [53]).

- el proceso de combustión, particularmente sobre la longitud de lift-off, el proceso de formación de hollín y la emisión final de hollín.

A continuación se hace una revisión de los trabajos más relevantes de cada uno de los hitos antes descritos.

2.4.2. Efecto de la cavitación sobre el caudal másico

El caudal másico es un parámetro que ha sido estudiado ampliamente, dado que de éste depende la potencia o energía térmica que va a ser liberada al oxidar el combustible y, por consiguiente, está relacionado de forma directa con la potencia que entregará el motor.

Como se indicó en el apartado § 2.4.1, fue Bergwerk [48] el primero en estudiar el efecto de la cavitación sobre el caudal másico, encontrando que la cavitación se refleja en un colapso de este parámetro. Igualmente Nurick [49], basándose en sus experiencias con modelos de orificios transparentes a gran escala en condiciones de cavitación, propone un modelo uni-dimensional

mediante el cual se logran explicar muchos de los fenómenos que acontecen cuando aparece la cavitación (como por ejemplo el por qué del colapso del caudal másico). Asimismo, como se señaló en el apartado antes citado, Schmidt y Corradini [52], a través de hacer una recopilación de datos experimentales de diferentes autores, han confirmado este colapso de caudal másico, consecuencia de la cavitación.

Adicionalmente cabe mencionar que esta constatación experimental ha sido confirmada sobradamente por muchos otros investigadores, entre los cuales se puede destacar a Payri y otros [54] y Desantes y otros [55].

Como se ha podido observar en la bibliografía relacionada con el efecto de la cavitación sobre el caudal másico, se pone de manifiesto que la cavitación provoca un colapso de este parámetro.

2.4.3. Efecto de la cavitación sobre el flujo de cantidad de movimiento

En el trabajo de Gimeno [4] se ponen de manifiesto las principales utilidades del parámetro de flujo de cantidad de movimiento. Ahí se destaca que con este parámetro y con el de caudal másico se determinan dos parámetros muy necesarios a la hora de analizar el proceso de inyección diesel: la velocidad efectiva de inyección y el área efectiva del orificio de la tobera. A continuación se describe cómo se obtienen estos dos últimos parámetros.

En la ecuación (2.15) se muestra la definición funcional del caudal másico, que ya se presentó en § 2.4.1.

$$\dot{m}_f = \rho_f \cdot A_{eff} \cdot u_{eff} \quad (2.15)$$

Y en la ecuación (2.16) se muestra la definición funcional del flujo de cantidad de movimiento.

$$\dot{M}_f = \rho_f \cdot A_{eff} \cdot u_{eff}^2 \quad (2.16)$$

Combinando las ecuaciones (2.15) y (2.16), se obtiene la ecuación (2.17).

$$u_{eff} = \frac{\dot{M}_f}{\dot{m}_f} \quad (2.17)$$

Seguidamente, relacionando las ecuaciones (2.15) y (2.16), se obtiene también el A_{eff} , tal como se muestra a continuación:

$$A_{eff} = \frac{\dot{m}_f^2}{\dot{M}_f \cdot \rho_f} \quad (2.18)$$

Finalmente, a partir de la ecuación (2.18) se encuentra que el d_{eff} se define como:

$$d_{eff} = \sqrt{\frac{\dot{m}_f^2 \cdot 4}{\rho_f \cdot \dot{M}_f \cdot \pi}} \quad (2.19)$$

Igualmente en el trabajo de Gimeno se indica que una vez conocidos el caudal másico, el flujo de cantidad de movimiento, la velocidad efectiva de inyección y el área efectiva del orificio de la tobera, se es capaz de definir unos coeficientes, los cuales permiten adimensionalizar estos parámetros. Seguidamente se definen cada uno de estos coeficientes.

Coefficiente de descarga. Este parámetro ya se presentó en § 2.4.1. El coeficiente de descarga se define como:

$$C_d = \frac{\dot{m}}{A_{geométrica} \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_f \cdot (p_i - p_{back})}} \quad (2.20)$$

donde \dot{m} es el caudal másico, ρ_f es la densidad del combustible y $A_{geométrica}$ es el área geométrica del orificio de la tobera.

Coefficiente de momento. El coeficiente de momento se define como:

$$C_M = \frac{\dot{M}}{A_{geométrica} \cdot 2 \cdot (p_i - p_{back})} \quad (2.21)$$

donde \dot{M} es el flujo de cantidad de movimiento. A partir de estos dos coeficientes (C_d y C_M) se puede determinar el **coeficiente de velocidad**, el cual relaciona la velocidad efectiva de inyección con la de Bernoulli:

$$u_{eff} = \frac{\dot{M}}{\dot{m}} = C_v \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot (p_i - p_{back})}{\rho_f}} \quad \Rightarrow \quad C_v = \frac{C_M}{C_d} \quad (2.22)$$

Y el **coeficiente de área** se define como:

$$C_a = \frac{A_{eff}}{A_{geométrica}} \quad (2.23)$$

donde A_{eff} es el área efectiva de paso y $A_{geométrica}$ es el área geométrica del orificio.

Como se ha podido constatar el parámetro de flujo de cantidad de movimiento es muy importante, y es por ello que muchos investigadores han estudiado la posible influencia de la cavitación sobre este parámetro, entre los cuales se pueden destacar a Desantes y otros [56, 57], Salvador y otros [58] y Payri y otros [54, 59]. Todos estos investigadores llegan a la conclusión de que el fenómeno de la cavitación no afecta al flujo de cantidad de movimiento.

A partir de lo previamente presentado se pueden destacar dos aspectos: el primero, es que el parámetro de flujo de cantidad de movimiento es muy importante debido a que con éste y con el de caudal másico se es capaz de obtener dos parámetros muy necesarios a la hora de analizar el proceso de inyección diesel: la velocidad efectiva de inyección y el área efectiva del orificio de la tobera. Y el segundo aspecto, es que el fenómeno de la cavitación parece no afectar al parámetro de flujo de cantidad de movimiento.

2.4.4. Efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección

Como se ha indicado en § 2.2.3, la velocidad efectiva de inyección juega un papel muy importante en el proceso de atomización del combustible. Debido a esta importancia Schmidt y Corradini [52] retoman el modelo conceptual propuesto por Nurick [49], el cual ya ha sido descrito en § 2.4.2 con el propósito de predecir en condiciones cavitantes esta velocidad efectiva de inyección y el flujo de cantidad de movimiento en la sección de salida del orificio de la tobera. Al predecir esta velocidad efectiva de inyección en condiciones cavitantes han encontrado que en ésta se tiene un aumento, lo cual es debido a que la cavitación hace que se tenga un área efectiva del orificio significativamente más pequeña en comparación al área nominal del orificio de la misma. Adicionalmente cabe indicar que los resultados que obtuvieron de esta predicción en la velocidad efectiva de inyección fueron validados con algunas medidas experimentales de Chaves [60]. Este incremento de la velocidad efectiva de inyección consecuencia de la cavitación ha sido confirmado en muchos trabajos entre los cuales se puede destacar el de Payri y otros [54, 59, 61], Salvador y otros [58], He y Lee [62], y el de Schmidt y otros [63].

De los trabajos antes citados se puede señalar que en el de Payri y otros [54], además de confirmar el incremento de la velocidad efectiva de inyección consecuencia de la cavitación, se han dado a la tarea de profundizar en el análisis de las posibles causas que justifican este incremento en la velocidad

efectiva de inyección. Para ello estos autores han hecho una combinación de un estudio experimental con uno teórico. Ellos concluyen que el incremento de la velocidad efectiva de inyección, es debido a que la cavitación provoca una reducción de la viscosidad del fluido como consecuencia de la presencia de vapor.

Adicionalmente, de los trabajos previamente citados se puede mencionar que en los de Payri y otros [59, 61], además de confirmar el incremento de la velocidad efectiva de inyección consecuencia de la cavitación, han comparado la velocidad efectiva de inyección de una tobera cilíndrica en condiciones cavitantes con la velocidad efectiva de inyección de una tobera cónica (tobera no cavitante). Al llevar a cabo esto último, en el primer trabajo [59] han encontrado que el incremento de la velocidad efectiva de inyección en la tobera cilíndrica (consecuencia de la cavitación), provoca que se supere la velocidad efectiva de inyección que se tiene en la tobera cónica, mientras que en el segundo [61] han encontrado que a pesar del incremento de la velocidad efectiva de inyección en la tobera cilíndrica (consecuencia de la cavitación), no se logra superar la velocidad efectiva de inyección que se tiene en la tobera cónica. Por tanto, no está claro qué tiene más influencia sobre la velocidad efectiva de inyección, si la conicidad de la tobera o el fenómeno de la cavitación.

Como se ha podido ver en la bibliografía relacionada con el efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección, se ponen de manifiesto tres aspectos:

- el primero es que la cavitación provoca un incremento en la velocidad efectiva de inyección.
- el segundo es que existen muy pocos trabajos en el que se hayan dado a la tarea de profundizar en el análisis de las posibles causas que justifican el incremento de la velocidad efectiva de inyección, consecuencia de la cavitación.
- y el tercero es que no está claro el posible potencial de la tobera cilíndrica (en condiciones cavitantes) en cuanto a la velocidad efectiva de inyección.

2.4.5. Efecto de la cavitación sobre el proceso de atomización

Autores como Bergwerk [48], Hiroyasu y otros [64], Arai [65] y Bode (citado por Schmidt y Corradini [51]), a través de sus experimentos han destacado la importancia de la cavitación sobre el proceso de atomización. A continuación

se destacan los trabajos más relevantes que se han enfocado en estudiar el efecto de la cavitación sobre dicho proceso.

Arai y otros [65], Hiroyasu y otros [64], Soteriou y otros [66] y Bode (citado por Schmidt y Corradini [51]), cada uno de ellos observó que la presencia de la cavitación se reflejaba, por un lado, como se indicará en § 2.4.6, en un aumento significativo del ángulo del chorro y, por otro lado, en una reducción de la longitud de rotura (vena líquida), es decir, en un mejor proceso de atomización. Todos ellos emplearon toberas de orificios transparentes para visualizar la presencia del fenómeno de la cavitación. Arai y otros [65], y Soteriou y otros [66] hicieron una comparación entre modelos a gran escala y modelos a escala real, mientras que Bode [51] ensayó sus modelos a escala real en detalle.

Trabajos más recientes confirman las constataciones antes descritas. Entre otros se puede destacar el de Desantes y otros [55], en el que se ha estudiado, entre otros aspectos, la influencia del fenómeno de la cavitación sobre el ángulo cercano al orificio de la tobera. Mediante sus experimentos, realizados con placas de geometría similares a las de una tobera diesel, observaron que la presencia de burbujas de vapor en la sección de salida del orificio de la tobera se refleja, por un lado, como se indicará en § 2.4.6, en un incremento substancial del ángulo del chorro y, por otro lado, en irregularidades en el contorno del chorro, en donde esto último los autores indican que puede ser utilizado como un indicador del proceso de atomización.

Como se ha podido constatar en la bibliografía antes presentada, el fenómeno de la cavitación provoca una mejora en el proceso de atomización, lo que constituye una ventaja en condiciones de operación en las que la evaporación no está controlada por mezcla, sino por difusión.

2.4.6. Efecto de la cavitación sobre el ángulo del chorro

Fue Bergwerk [48] quien al estudiar la conexión del flujo interno (concretamente el fenómeno de la cavitación) y el comportamiento del chorro, encontró que los cambios en los patrones de cavitación se reflejaban en efectos sobre la apariencia del chorro. Este trabajo marcó una línea de investigación que ha sido continuada por otros investigadores.

Chaves y otros [60] se han centrado en estudiar la conexión entre el fenómeno de la cavitación (esta última en condiciones de “supercavitación”) y el ángulo del chorro. Estos investigadores emplearon el término “supercavitación” para describir el estado en que ésta se encuentra suficientemente desarrollada para extenderse a lo largo de todo el orificio hasta la salida. A través de sus experimentos (con orificios transparentes de tamaño del orden

de los orificios reales) realizados en condiciones poco realistas (puesto que han inyectado el combustible sobre un ambiente frío y, por tanto, en condiciones no evaporativas), observaron como el fenómeno de “supercavitación” se producía acompañado de un incremento en el ángulo del chorro. En la figura 2.19 se muestran los resultados de Chaves y otros [60], referentes a las medidas del ángulo del chorro, para diferentes presiones de descarga en función de la diferencia de presiones a un lado y otro del orificio. Las condiciones para las cuales se llega en cada caso a condiciones de “supercavitación” están señaladas con un pequeño cuadro negro.

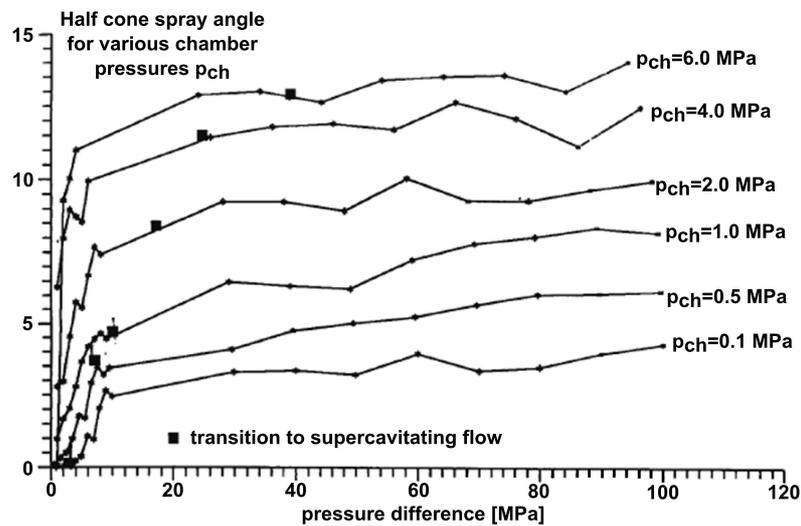


Figura 2.19: Medidas del ángulo del chorro para diferentes niveles de presión y presiones de descarga (adaptado de Chaves y otros [60]).

Asimismo Payri y otros [67] han estudiado, entre otros aspectos, la influencia de la cavitación sobre el ángulo del chorro. A través de sus experimentos (con dos toberas, una cónica y otra cilíndrica) realizados en condiciones poco realistas, puesto que han inyectado el combustible sobre un ambiente frío, y por tanto en condiciones no evaporativas, observaron que la tobera cilíndrica en condiciones no cavitantes poseía el mismo ángulo de chorro que el de la tobera cónica. Sin embargo, cuando la tobera cilíndrica se encontraba en condiciones cavitantes ésta poseía una mayor ángulo del chorro en comparación al de la tobera cónica.

Payri y otros [55] han estudiado, entre otros aspectos, la influencia de la geometría de la tobera (particularmente el fenómeno de la cavitación) sobre el ángulo del chorro cercano al orificio de la tobera. Mediante sus experimentos

(usando placas con geometrías similares a las de una tobera diesel) ensayados en condiciones poco reales (puesto que han inyectado el combustible sobre un ambiente líquido presurizado) observaron que al entrar en condiciones de cavitación, esto se reflejaba en un incremento substancial del ángulo del chorro.

Al igual que en el trabajo previamente citado, Andriotis y Gavaises [68], han estudiado el efecto de la cavitación sobre el ángulo del chorro cercano al orificio de la tobera. Para ello han utilizado diferentes toberas transparentes de escala 1:1, y de geometría cilíndrica, a través de las cuales inyectaron agua en diferentes condiciones de operación sobre aire ambiente. Al realizar dicho estudio observaron que la presencia de cavitación de vórtices, o “*string cavitation*”, se refleja en un aumento del ángulo del chorro.

Hermens [69] ha profundizado, entre otros aspectos, en el estudio de la influencia de la cavitación sobre el proceso de mezcla. Para ello ha utilizado, entre otras toberas, una cilíndrica y otra cónica, a través de las cuales caracterizó el proceso de mezcla en dos escenarios diferentes: el primero, en condiciones no evaporativas (chorro líquido), y el segundo, en condiciones evaporativas (longitud líquida de evaporación). En ambos escenarios observó cómo mientras en la tobera cilíndrica aumentaba la intensidad de cavitación (consecuencia de aumentar el nivel de p_{rail}) se tenía un ángulo del chorro mayor en comparación al de la tobera cónica.

Como se ha podido observar los diversos estudios existentes en la bibliografía ponen de manifiesto que el ángulo del chorro es caracterizado por un lado en condiciones poco realistas (dado que en éstos han inyectado el combustible bien sobre un gas ambiente frío o bien sobre un ambiente líquido), y por otro lado, en condiciones cercanas a la realidad (es decir chorro evaporativo pero no reactivo). No obstante cabe destacar dos trabajos en donde se ha caracterizado el proceso de mezcla en condiciones reales (es decir chorro evaporativo y reactivo). El primero corresponde al trabajo de González [70] en el que se estudió, entre otros aspectos, la influencia de la convergencia del orificio de la tobera de inyección sobre el proceso de mezcla. Para realizar dicho estudio utilizó tres toberas, una cilíndrica (tobera cavitante), y dos toberas cónicas con diferentes grados de conicidad (una con un menor y otra con un mayor grado de conicidad), a través de las cuales caracterizó la tasa de calor liberado (condiciones evaporativas y reactivas), y seguidamente con esta última determinó el parámetro ACT^2 (Tiempo aparente de combustión), en donde este último es representativo del tiempo de mezcla. La conclusión a la que llega es que la tobera cilíndrica (tobera cavitante) presenta un mayor

²Cabe indicar que en la presente tesis doctoral se hablará de este parámetro, concretamente en § 6.2.2.1.

tiempo aparente de combustión (es decir presenta un peor proceso de mezcla) respecto al que se tiene en la tobera cónica de mayor grado de conicidad (tobera no cavitante).

El segundo trabajo corresponde al de Hermens [69]. Cabe indicar que Hermens, además de caracterizar el proceso de mezcla en los dos escenarios que ya han sido descritos antes (es decir en condiciones no evaporativas y en condiciones evaporativas), ha caracterizado este proceso en condiciones evaporativas y reactivas (tasa de calor liberado). En este nuevo escenario encontró cómo la tobera cilíndrica en condiciones cavitantes conducía a una mayor tasa de calor liberado (la cual está asociada con un mejor proceso de mezcla) en comparación a la que se tenía en la tobera cónica (tobera no cavitante).

Los dos trabajos previamente citados ponen de manifiesto que aún no está claro el posible potencial de la tobera cilíndrica (tobera cavitante) sobre el proceso de mezcla.

2.4.7. Efecto de la cavitación sobre la penetración del chorro

Como se ha destacado en § 2.2.4, la penetración del chorro está asociada con el ángulo del chorro, y por consiguiente con el proceso de mezcla. A continuación se mostrará un resumen de los trabajos más relevantes que se han centrado en estudiar el efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla, a través de la penetración del chorro.

Payri y otros [67] han estudiado, entre otros aspectos, la influencia de la cavitación sobre las características macroscópicas del chorro, más concretamente sobre la penetración del chorro. Para ello han utilizado dos toberas, una cónica (tobera no cavitante) y otra cilíndrica (tobera cavitante). A estas toberas les han caracterizado la penetración del chorro, en condiciones no evaporativas (en concreto han inyectado el combustible sobre nitrógeno en condiciones en frío). Así, encontraron que al comparar la penetración del chorro de ambas, la tobera cónica presentaba una penetración del chorro en promedio de 10 % mayor al de la tobera cilíndrica, lo cual es debido a que en la tobera cónica se tiene un menor ángulo del chorro.

González [70] ha analizado entre otras cuestiones la influencia de la convergencia del orificio de la tobera de inyección sobre la penetración del chorro. Para realizar dicho estudio utilizó tres toberas, una cilíndrica (tobera cavitante), y dos toberas cónicas con diferentes grados de conicidad (una con un menor y otra con un mayor grado de conicidad). A estas toberas, al igual que en el trabajo antes citado, se les ha caracterizado la penetración del chorro en condiciones no evaporativas. Así, observó como al comparar la penetración del

chorro de la tobera cilíndrica con el de las toberas cónicas, que estas últimas tendían a presentar mayores penetraciones pero menores ángulos del chorro.

Payri y otros [61] han analizado, entre otros aspectos, la influencia de la cavitación sobre la penetración del chorro. Para ello han utilizado tres toberas, dos cónicas con diferente grado de conicidad, y una tobera cilíndrica. A estas toberas les caracterizaron la penetración del chorro a través de la longitud líquida de evaporación (condiciones evaporativas). La conclusión a la que llegan estos autores es que conforme aumenta la intensidad de cavitación (es decir conforme aumenta la $p_{raíl}$) la longitud líquida de evaporación decrece, lo cual es debido a un incremento del ángulo del chorro, consecuencia de la cavitación.

Khatamnezhad y otros [71] han analizado, entre otros aspectos, la influencia de la cavitación sobre la penetración del chorro. Para ello han utilizado tres toberas cilíndricas cada una con diferente radio de acuerdo. Mediante sus experimentos (realizados con un código CFD, los cuales fueron validados con medidas experimentales) observaron en las tres toberas objeto de estudio que la cavitación se reflejaba en una reducción de la penetración del chorro.

En general, los trabajos antes citados demuestran que la cavitación produce una disminución de la penetración del chorro, y que la razón de lo anterior es debido a un aumento del ángulo del chorro.

2.4.8. Efecto de la cavitación sobre el proceso de combustión

En cuanto al estudio del posible efecto de la cavitación sobre el proceso de combustión, se puede señalar que existen pocos trabajos que se hayan centrado en este tema. La mayoría de estos trabajos se enfocan concretamente en estudiar la influencia de la cavitación sobre la emisión final de hollín (que, como ya se indicó en § 2.3.3, son el resultado de un balance entre el proceso de formación y el de oxidación).

En el trabajo de González [70] se estudió, entre otros aspectos, la influencia de la convergencia del orificio de la tobera de inyección sobre la emisión final de hollín. Para realizar dicho estudio se utilizaron tres toberas de diferente geometría: una tobera cilíndrica y dos toberas cónicas con diferentes grados de conicidad. Las principales conclusiones a las que se llega en este trabajo son, por un lado, que en la tobera cilíndrica en condiciones cavitantes se tiene una disminución de la emisión final de hollín, y por otro lado, que las toberas cónicas (toberas no cavitantes), en comparación a la tobera cilíndrica en condiciones cavitantes, genera menos emisión final de hollín.

En el trabajo de Hermens [69] se continuó profundizando, entre otros aspectos, en el estudio de la influencia de la cavitación sobre la emisión final de hollín. Para ello ahora en este trabajo se han utilizado, entre otras toberas, una tobera cilíndrica (que propicia el fenómeno de la cavitación) y una tobera cónica. La principal conclusión a la que se llega en este trabajo es que la tobera cilíndrica, en condiciones cavitantes genera, menos emisión final de hollín en comparación a las que se tiene en la tobera cónica.

Fimml y otros [72] igualmente se han centrado en estudiar, entre otros aspectos, la influencia de la cavitación sobre la emisión final de hollín. Para ello han utilizado dos toberas multi-orificio de nueve orificios, una de geometría cilíndrica y otra de geometría cónica. Respecto a la metodología de ensayo que han empleado, se puede indicar que ambas toberas fueron estudiadas a iso-masa inyectada y a iso-velocidad en la sección de salida del orificio de la tobera, con la intención de aislar el efecto de la cavitación sobre la emisión final de hollín. Los resultados a los que han llegado indican que la tobera cilíndrica en condiciones cavitantes genera más emisión final de hollín, en comparación a la que se genera en la tobera cónica.

Con el fin de entender mejor el posible efecto de la cavitación sobre la emisión final de hollín, Som y otros [73], han separado el proceso de formación y el de oxidación de hollín, es decir se han centrado en estudiar la influencia de la cavitación sobre el proceso de formación de hollín. Para lograr dicho estudio han analizado, en primer lugar, el efecto de la cavitación sobre el flujo interno (específicamente, sobre el coeficiente de descarga y la velocidad efectiva de inyección), en segundo lugar el efecto de la cavitación sobre el chorro (concretamente sobre la longitud líquida de evaporación y la penetración), y en tercer lugar el efecto de la cavitación sobre el proceso de combustión (particularmente sobre la longitud de lift-off, el proceso de formación de hollín y el de NO_x). Para llevar a cabo cada uno de los estudios antes citados han realizado una serie de simulaciones en tres toberas de diferente geometría, concretamente en una tobera de geometría cilíndrica, otra de geometría cónica, y una última de geometría cilíndrica con hidro-erosión. Para simular en las tres toberas objeto de estudio cada uno de los hitos antes mencionados (es decir, el flujo interno, el chorro y el proceso de combustión), han utilizado diferentes modelos de cálculo (los cuales previamente fueron validados con datos experimentales). En la figura 2.20, se muestran sus resultados, referentes a las simulaciones del coeficiente de descarga y la velocidad efectiva de inyección, para las tres toberas objeto de estudio, es decir para la tobera de geometría cilíndrica ($k - factor = 0$, $r/R = 0$), la tobera de geometría cónica ($k - factor = 2$, $r/R = 0$), y la tobera de geometría cilíndrica con hidro-erosión ($k - factor = 0$, $r/R=0.014$) en función del Δp .

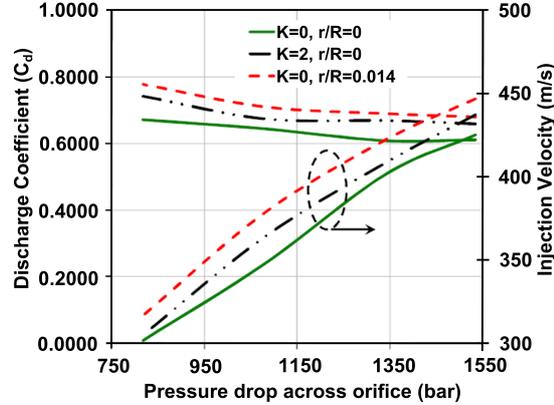


Figura 2.20: Coeficiente de descarga y velocidad efectiva de inyección en función del Δp , para las tres toberas objeto de estudio (adaptado de Som y otros [73]).

Si se centra la atención en los resultados de las toberas cavitantes, es decir la tobera de geometría cilíndrica ($k - factor = 0$, $r/R = 0$) y la tobera de geometría cilíndrica con hidro-erosión ($k - factor = 0$, $r/R = 0.014$), se puede observar que el coeficiente de descarga presenta un comportamiento similar con el Δp , y ambos similares al de la tobera cónica lo cual es incoherente con los resultados de la bibliografía presentada en § 2.4.1. Por consiguiente, la información que presentan Som y otros [73] sobre el efecto de la cavitación en la longitud líquida de evaporación, la longitud de lift-off, y la formación de hollín, pierde consistencia.

En la figura 2.21, se muestran los resultados de estos mismos autores [73], referentes a las simulaciones de la longitud líquida de evaporación y la longitud de lift-off en función del tiempo, para las tres toberas objeto de estudio. Concretamente, en dicha figura se puede ver que, en las tres toberas objeto de estudio, la longitud de lift-off es más pequeña en comparación a la longitud líquida de evaporación. Esto pone de manifiesto una fuerte relación entre el proceso de vaporización del combustible y el de combustión.

En la figura 2.22, se ilustran los resultados de Som y otros [73], referentes a las simulaciones del proceso de formación de hollín y el de NOx en función del tiempo. Específicamente, en dicha figura se puede observar el clásico *trade-off* entre la concentración de NOx y la del hollín. Adicionalmente si se centra la atención en los resultados de la tobera de geometría cónica ($k - factor = 2$, $r/R = 0$) se puede ver que ésta produce mayores concentraciones de hollín pero produce menores concentraciones de NOx, mientras que si se centra la atención en los resultados de la tobera cilíndrica con hidro-erosión ($k - factor = 0$, r/R

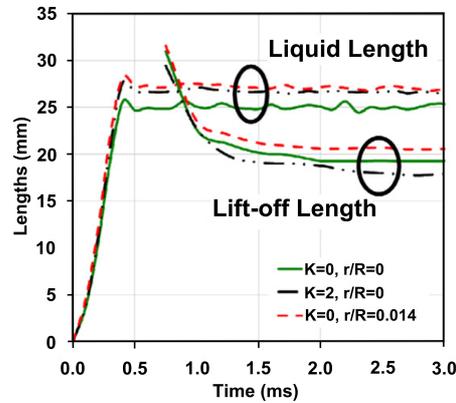


Figura 2.21: Efecto de la geometría de la tobera sobre la longitud líquida de evaporación y la longitud de lift-off (adaptado de Som y otros [73]).

= 0.014) se puede ver que esta tobera genera menores concentraciones de hollín, pero genera mayores concentraciones de NO_x, poniéndose de manifiesto el ya mencionado clásico *trade-off* entre la concentración de NO_x y la del hollín. Finalmente si se analizan los resultados de la concentración de hollín en las tres toberas, se pueden observar dos aspectos: por un lado, que la tobera cilíndrica con hidro-erosión produce menores concentraciones de hollín en comparación a las que se generan en la tobera cónica. Y por otro lado, que la tobera cilíndrica con hidro-erosión produce igualmente menores concentraciones de hollín pero ahora en comparación a las que se generan en la tobera cilíndrica, lo cual no es consistente con los resultados descritos en los apartados anteriores, es decir en éstos se ha indicado que la cavitación provoca un mejor proceso de mezcla, por lo que se esperaría que en la tobera de mayor nivel de cavitación (tobera cilíndrica) se tuvieran las menores concentraciones de hollín. En consecuencia esto pone de manifiesto que no está claro el posible efecto de la cavitación sobre el proceso de formación de hollín.

En el presente capítulo que ahora se concluye se le ha proporcionado al lector la información necesaria para que pueda comprender mejor la justificación y el planteamiento de la tesis que se presentará en el siguiente capítulo.

Bibliografía

- [1] Salvador F. J. *Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo*

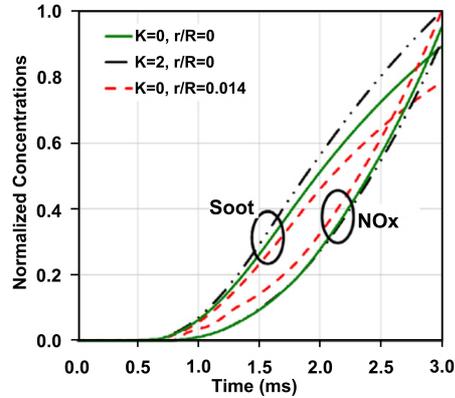


Figura 2.22: Concentraciones de NOx y hollín normalizadas con el valor máximo en función del tiempo, para las tres toberas objeto de estudio (adaptado de Som y otros [73]).

interno y del chorro. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.

- [2] Payri R., Climent H., Salvador F. y Favennec A. G. “Diesel injection system modelling. Methodology and application for a first generation common rail system”. *Journal of Automobile Engineering*, Vol. 218, pp. 81–91, 2004.
- [3] Payri R., Tormos B., Salvador F. y Plazas A. H. “Using one-dimensional modelling to analyse the influence of diesel nozzle geometry in the injection rate characteristics”. *International Journal of Vehicle Design*, Vol. 39, pp. 58–78, 2005.
- [4] Gimeno J. *Desarrollo y aplicación de la medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro diesel.* Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2008.
- [5] Plazas A. H. *Modelado unidimensional de inyectores common-rail diesel.* Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.
- [6] 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 Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2011.

-
- [7] Macián V., Bermúdez V., Payri R. y Gimeno J. “New technique for determination of internal geometry of diesel nozzle with the use of silicon methodology”. *Experimental Techniques*, Vol. 27, pp. 39–43, 2003.
- [8] Dumouchel C. “On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams”. *Experiments in Fluids*, Vol. 45, pp. 371–422, 2008.
- [9] Hiroyasu H. “Spray breakup mechanism from the hole-type nozzle and its applications”. *Atomization and Sprays*, Vol. 10, pp. 511–527, 2000.
- [10] Naber J. D. y Siebers D. L. “Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays”. *SAE Paper 960034*, 1996.
- [11] Reitz R. y Bracco F. “Mechanism of atomization of a liquid jet”. *Physics of Fluids*, Vol. 25, pp. 1730, 1982.
- [12] Sirignano W. y Mehring C. “Review of theory of distortion and disintegration of liquid streams”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 26, pp. 609–655, 2000.
- [13] Lefèbvre A. H. *Atomization and sprays*. Hemisphere Pub. Corp. in New York, 1989.
- [14] McCarthy M. J. y Molloy N. A. “Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design”. *The Chemical Engineering Journal*, Vol. 7, pp. 1–20, 1974.
- [15] Schweitzer P. H. “Mechanism of disintegration of liquid jets”. *Journal of Applied Physics*, Vol. 8, pp. 513–521, 1937.
- [16] Sterling A. y Sleicher C. “The instability of capillary jets”. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 68, pp. 477–495, 1975.
- [17] Ruiz F. “A few useful relations for cavitating orifices”. In *Proceedings of International Conference on Liquid Atomization and Sprays Systems. ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, 15-18 July, 595–602*, 1991.
- [18] Reitz R. y Bracco F. “Mechanism of breakup of round liquid jets”. *Encyclopedia of Fluids Mechanics, Gulf publishing*, Vol. 3, 1994.
- [19] Reitz R. y Diwakar R. “Effect of drop breakup on fuel sprays”. *SAE Paper 860469*, 1986.
- [20] Reitz R. y Diwakar R. “Structure of high-pressure fuel sprays”. *SAE Paper 870598*, 1987.

- [21] 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.
- [22] Kampmann S., Dittus B., Mattes P. y Kirner M. “The influence of hydro grinding at VCO nozzles on the mixture preparation in a D.I. diesel engine”. *SAE transactions*, 105, Vol. 3, pp. 1329–1339, 1996.
- [23] Ranz W. E. “Some experiments on orifice sprays”. *Canadian Journal of Chemistry*, Vol. 175, 1958.
- [24] Hiroyasu H. y Arai M. “Structures of fuel spray in Diesel engines”. *SAE Paper 900475*, 1990.
- [25] Desantes J. M., Pastor J. V., Payri R. y Pastor J. M. “Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part II: Evaporative conditions”. *Atomization and Sprays*, Vol. 15, pp. 517–543, 2005.
- [26] Delacourt E., Desmet B. y Besson B. “Characterization of very high pressure diesel sprays using digital imaging techniques”. *Fuel*, Vol. 84, pp. 859–867, 2005.
- [27] Hay P. y Jones P. “Comparasion of the various correlations for spray penetration”. *SAE Paper 720776*, 1972.
- [28] Dent J. “A basis for comparasion of various experimental methods for studying spray penetration”. *SAE Paper 710571*, 1971.
- [29] Wakuri Y., Fujii M., Amitani T. y Tsuneya R. “Studies of the penetration of a fuel spray in a Diesel engine”. *Bull. JSME*, Vol. 3, pp. 123–130, 1960.
- [30] Desantes J. M., Payri R., Salvador F. y Soare V. “Study of the influence of geometrical and injection parameters on diesel sprays characteristics in isothermal conditions”. *SAE Paper 2005-01-0913*, 2005.
- [31] Payri R., Salvador F. J., Gimeno J. y de la Morena J. “Macroscopic Behavior of diesel sprays in the near-nozzle field”. *SAE Paper 2008-01-0929*, 2008.
- [32] Molina S. A. *Estudio de la influencia de los parámetros de inyección y la recirculación de gases de escape sobre el proceso de combustión, las prestaciones y las emisiones de un motor diesel de 1.8 litros de cilindrada*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.

-
- [33] Heywood J. B. *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering, 1988.
- [34] Taylor C. F. *The internal Combustion Engine in Theory and Practice*. The MIT. Press, 1994.
- [35] Chiu W. S., Shaded S. M. y Lyn W. T. “A transient spray mixing model for diesel combustion”. *SAE Paper 760128*, 1976.
- [36] Faeth G. M. “Current status of droplet and liquid combustion”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 3, pp. 191–224, 1977.
- [37] Kamimoto T. y Bea M. H. “High temperature for the reduction of particulate in diesel engines”. *SAE Paper 880423*, 1988.
- [38] Dec J. E. “A Conceptual Model of DI Diesel Combustion Based on Laser-Sheet Imaging”. *SAE paper 970873*, 1997.
- [39] Flynn P., Durrett R., Hunter G., zur Loye A. y otros. “Diesel Combustion: An Integrated View Combining Laser Diagnostic, Chemical Kinetics and Empirical Validation”. *SAE Paper 1999-01-0509*, 1999.
- [40] García J. M. *Aportaciones al estudio del proceso de combustión turbulenta de chorros en motores diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2004.
- [41] Fenollosa C. *Aportación a la descripción fenomenológica del proceso de combustión por difusión diesel*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [42] García A. *Estudio de los efectos del uso de la post inyección en el proceso de combustión y de formación de hollín*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2009.
- [43] Tree D. R. y Svensson K. I. “Soot processes in compression ignition engines”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 33, pp. 272–309, 2007.
- [44] Nagle J. y Strickland-Constable R. F. “Oxidation of carbon between 1000 and 2000 C”. *Proceeding of the fifth conference on carbon*, Vol. 1, pp. 265–325, 1962.
- [45] Fenimore C. P. y Jones G. W. “Coagulation of soot to smoke in hydrocarbon flames”. *Combustion and Flame*, Vol. 13, pp. 303–310, 1969.

- [46] Siebers D. y Higgins B. “Flame lift-off on direct-injection diesel sprays under quiescent conditions”. *SAE paper 2001-01-0530*, 2001.
- [47] Siebers D. y Higgins B. “Flame lift-off on direct-injection diesel fuel jets: Oxygen concentration effects”. *SAE Paper 2002-01-0890*, 2002.
- [48] Bergwerk W. “Flow pattern in Diesel nozzle spray holes”. *Proc. Inst. Mech. Engrs*, Vol. 173, N° 25, 1959.
- [49] Nurick W. H. “Orifice cavitation and its effects on spray mixing”. *Journal of fluids engineering*, Vol. 98, pp. 681–687, 1976.
- [50] Schmidt D. P., Rutland C. J. y Corradini M. L. “A numerical study of cavitating flow through various nozzle shapes”. *SAE Paper 971597*, 1997.
- [51] Schmidt D. P. y Corradini M. L. “The internal flow of diesel fuel injector nozzles: a review.”. *International Journal of Engine Research*, Vol. 2, No. 1, 2001.
- [52] Schmidt D. P. y Corradini M. L. “Analytical prediction of the exit flow of cavitating orifices”. *Atomization and Sprays*, Vol. 7, N° 6, pp. 603–616, 1997.
- [53] Kuensberg C., Kong S. C. y Reitz R. D. “Modeling the effects of injector nozzle geometry on diesel sprays”. *SAE paper 1999-01-0912*, 1999.
- [54] Payri F., Payri R., Salvador F.J. y Martínez-López J. “A contribution to the understanding of cavitation effects in Diesel injector nozzles through a combined experimental and computational investigation”. *Computers and Fluids*, Vol. 58, pp. 88–101, 2012.
- [55] Payri R., Salvador F. J., Gimeno J. y de la Morena J. “Study of cavitation phenomena based on a technique in a liquid pressurized chamber,”. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 30, pp. 768–777, 2009.
- [56] Desantes J.M., Arrègle J., López J.J. y Hermens S. “Experimental characterization of outlet flow for different diesel nozzle geometries”. *SAE Paper 2005-01-2120*, 2005.
- [57] Desantes J. M., Payri R., Salvador F. J. y Gimeno J. “Measurements of spray momentum for the study of cavitation in diesel injection nozzles”. *SAE paper 2003-01-0703*, 2003.

- [58] Salvador F.J., Hoyas S., Novella R. y Martínez-López J. “Numerical simulation and extended validation of two-phase compressible flow in diesel injector nozzles”. *Proc. IMechE Part D: J. Automobile Engineering*, Vol. 225, pp. 545–563, 2010.
- [59] Payri R., García J. M., Salvador F. J. y Gimeno J. “Using spray momentum flux measurement to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics,”. *Fuel*, Vol. 84, pp. 551–561, 2005.
- [60] Chaves H., Knapp M. y Kubitzek A. “Experimental study of cavitation in the nozzle hole of diesel injectors using transparent nozzles”. *SAE paper 950290*, 1995.
- [61] Payri R., Salvador F. J., Gimeno J. y Zapata L. D. “Diesel nozzle geometry influence on spray liquid-phase fuel penetration in evaporative conditions,”. *Fuel*, Vol. 87, pp. 1165–1176, 2008.
- [62] He L. y Ruiz F. “Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization”. *Atomization and Sprays*, Vol. 5, pp. 569–584, 1995.
- [63] Schmidt D.P, Rutland C.J. y Corradini M.L. “A fully compressible two-dimensional model of high speed cavitating nozzles”. *Atomization and Sprays*, Vol. 9, pp. 255–276, 1999.
- [64] Hiroyasu H., Arai M. y Shimizu M. “Break-up length of a liquid jet and internal flow in a nozzle”. In *ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, July, 1991*.
- [65] Arai M., Shimizu M. y Hiroyasu H. “Similarity between the breakup lengths of a high speed liquid jet in atmospheric and pressurized conditions”. In *CLASS-91, Gaithersburg, Maryland, 1991*.
- [66] Soteriou C., Andrews R. y Smith M. “Direct injection Diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization”. *SAE Paper 950080*, 1995.
- [67] Payri R., Molina S., Salvador F. J. y Gimeno J. “A study of the relation between nozzle geometry, internal flow and sprays characteristics in diesel fuel injection systems”. *KSME International Journal*, Vol. 18, No. 7, pp. 1222–1235, 2004.
- [68] Andriotis A. y Gavaises M. “Influence of vortex flow and cavitation on near-nozzle diesel spray dispersion angle”. *Atomization and Sprays*, Vol. 19-3, pp. 247–261, 2009.

- [69] Hermens S. *Influencia de la geometría de las toberas de inyección diesel sobre el proceso de inyección y de combustión*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2007.
- [70] González C. A. *Estudio de la influencia de la geometría de la tobera de inyección en la combustión y emisión de contaminantes de un motor diesel*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.
- [71] Khatamnezhad H., Khalilarya S., Jafarmadar S., Nemati A. y Jafari B. “The influence of cavitation phenomenon in a diesel injector on the spray characteristics and combustion process of a DI Diesel Engine”. *Australian Journal of Basic and Applied Sciences*, Vol. 5(6), pp. 538–555, 2011.
- [72] Fimml W., Chmela F. G., Pirker G. y Wimmer A. “Influence of cavitation in the injection nozzle on combustion in diesel engines”. *International Journal of Engine Research*, Vol. 11, pp. 375–390, 2010.
- [73] Som S., Ramirez A. I., Longman D. E. y Aggarwal S. K. “Effect of nozzle orifice geometry on spray, combustion, and emission characteristics under diesel engine conditions”. *Fuel*, Vol. 90, No. 3, pp. 1267–1276, 2011.

Capítulo 3

Planteamiento de la tesis

Contenido

3.1. Introducción	57
3.2. Síntesis de la revisión bibliográfica	58
3.3. Objetivos de la tesis	61
3.4. Metodología general de la tesis	62
3.A. Anexo: Aspectos geométricos de las toberas estudiadas	64
Bibliografía	65

3.1. Introducción

El presente capítulo estará compuesto de tres apartados: en § 3.2, se expondrán las ambigüedades, las cosas que no están claras, y por tanto las áreas de oportunidad que se han encontrado en el capítulo anterior. En § 3.3, se definirá el objetivo general de la tesis, y en función de esas áreas de oportunidad que se han descrito en § 3.2, se plantearán los objetivos específicos de la tesis. En § 3.4, se realizará una descripción de la estrategia que se seguirá para alcanzar los objetivos planteados. Y finalmente en el anexo § 3.A se describirán los aspectos geométricos de las toberas objeto de estudio.

3.2. Síntesis de la revisión bibliográfica

Como se ha puesto de manifiesto en el capítulo precedente, la publicación de un trabajo [1], hace ya varias décadas, en el que se destacó por primera vez que el fenómeno de la cavitación podría reflejarse en una mejora en el proceso de atomización del combustible, fue lo que motivó a muchos investigadores a profundizar en el conocimiento de la influencia de la cavitación sobre cada una de las etapas del proceso de inyección y el de combustión. Concretamente las investigaciones existentes sobre el tema se centran en estudiar la influencia de la cavitación sobre:

- el flujo interno, específicamente sobre el caudal másico, el flujo de cantidad de movimiento, y la velocidad efectiva de inyección.
- el proceso de mezcla, concretamente sobre el proceso de atomización del combustible, el ángulo y la penetración del chorro.
- el proceso de combustión, particularmente sobre la longitud de lift-off, el proceso de formación de hollín y la emisión final de éste.

A continuación se hace un resumen del conocimiento actual, que se ha puesto de manifiesto en el capítulo precedente, sobre cada uno de los hitos antes citados, con el propósito de identificar las áreas de oportunidad, y así poder plantear los objetivos de la presente tesis doctoral.

En cuanto al caudal másico, se puede destacar un trabajo que fue publicado hace varias décadas [1], en el que por primera vez se hace referencia a la aparición de cavitación en el interior del orificio de la tobera. En éste se encontró que la aparición de la cavitación se refleja en un colapso del caudal másico. Este colapso del caudal másico ha sido confirmado en muchos trabajos posteriores. En uno de éstos [2], además de confirmar dicha constatación experimental, se propuso un modelo conceptual con el propósito de justificar el por qué de este colapso del caudal másico.

Con respecto al flujo de cantidad de movimiento, se ha destacado que este parámetro es muy importante, dado que con él y el caudal másico se es capaz de determinar dos parámetros muy necesarios a la hora de analizar el proceso de inyección diesel: la velocidad efectiva de inyección y el área efectiva de inyección. Lo anterior es lo que ha motivado a muchos investigadores a estudiar la posible influencia de la cavitación sobre el parámetro de flujo de cantidad de movimiento. Las principales conclusiones a las que han llegado es que la cavitación no afecta al flujo de cantidad de movimiento.

En lo que a velocidad efectiva de inyección se refiere, se ha destacado que ésta juega un papel muy importante en el proceso de atomización del combustible. Por esta razón unos investigadores [3] se dieron a la tarea de poner a punto un modelo para predecir, en condiciones cavitantes, esta velocidad efectiva de inyección, en donde encontraron que en esta última se tiene un aumento, consecuencia de la cavitación. Esta afirmación ha sido confirmada en muchos trabajos. Únicamente en uno de estos muchos trabajos, además de confirmar el incremento de la velocidad efectiva de inyección, consecuencia de la cavitación, se han dado a la tarea de analizar las causas que justifican este incremento en la velocidad. Dada la escasa información de este último aspecto, sería de interés seguir profundizando en el conocimiento acerca de las causas que provocan este incremento en la velocidad cuando aparece la cavitación. Adicionalmente se puede mencionar que en algunos trabajos, al comparar una tobera cilíndrica (tobera que propicia el fenómeno de la cavitación) con una tobera cónica (tobera que inhibe el fenómeno de la cavitación), han encontrado que la tobera cilíndrica presenta una mayor velocidad efectiva de inyección en comparación a la que se tiene en la tobera cónica, mientras que en otros trabajos se ha observado todo lo contrario. Por consiguiente, no está claro qué tiene más influencia sobre la velocidad efectiva de inyección, si la conicidad de la tobera o el fenómeno de la cavitación.

En referencia al proceso de mezcla, se ha destacado que este proceso está directamente relacionado con el proceso de atomización del combustible, el ángulo y la penetración del chorro. Además se ha puesto de manifiesto que existen muchos trabajos que se han centrado en estudiar el efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla. Algunos de estos muchos trabajos lo han hecho a través de analizar el proceso de atomización del combustible, en donde han encontrado que la cavitación provoca una mejora en el proceso de atomización, lo que constituye una ventaja en condiciones de operación en las que la evaporación no está controlada por mezcla, sino por difusión. Mientras que otros de estos muchos estudios, lo han llevado a cabo a través de analizar el ángulo del chorro, en donde han llegado a la conclusión de que la cavitación provoca un incremento en este parámetro, traduciéndose esto último en una mejora en el proceso de mezcla. Cabe mencionar que en éstos los experimentos de caracterización del ángulo del chorro fueron poco realistas, puesto que se ha inyectado el combustible sobre un ambiente frío y, por tanto, en condiciones no evaporativas. Este incremento del ángulo consecuencia de la cavitación también ha sido confirmado en otros trabajos, en donde han caracterizado éste a través de la longitud líquida de evaporación (condiciones cercanas a la realidad, es decir chorro evaporativo pero no reactivo). Igualmente en otros escasos estudios, al caracterizar el ángulo del chorro a través de la fracción

de calor liberado (condiciones reales, es decir chorro evaporativo y reactivo), han confirmado el incremento de éste, consecuencia de la cavitación. Cabe mencionar que en algunos de estos escasos estudios, al comparar una tobera cilíndrica con una tobera cónica, han encontrado que en la tobera cilíndrica se tiene un mejor proceso de mezcla en comparación al de la tobera cónica, mientras que en otros de estos escasos estudios, han encontrado lo contrario. Por tanto, no está claro el posible potencial de la tobera cilíndrica sobre el proceso de mezcla. Y por último otros de estos muchos estudios que se han centrado en estudiar el efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla, lo han hecho a través de analizar la penetración del chorro, en donde han encontrado que la cavitación se refleja en una disminución de la penetración del chorro, y que la razón de lo anterior es debido a un aumento del ángulo del chorro, consecuencia de la cavitación.

En lo que al proceso de combustión se refiere, se puede señalar que existen pocos trabajos que se hayan dado a la tarea de estudiar el posible efecto de la cavitación sobre el proceso de combustión. La mayoría de éstos, por no decir que todos, se centran en estudiar la influencia de la cavitación sobre la emisión final de hollín. En unos de estos pocos trabajos, al comparar el comportamiento de un motor determinado operando con una tobera cilíndrica y otra cónica, han encontrado que la tobera cilíndrica genera menos emisión final de hollín en comparación a la que se tiene en la tobera cónica, mientras que en otros de estos pocos trabajos se ha encontrado que la tobera cilíndrica genera mayor emisión final de hollín en comparación a la que se tiene en la tobera cónica. Esta ambigüedad puede ser debida a la complejidad de interpretar la emisión final de hollín, ya que ésta incluye tanto el proceso de formación como el de oxidación de hollín. Por tanto, con el propósito de entender el posible efecto de la cavitación sobre la emisión final de hollín, quizás sea necesario separar el proceso de formación y el de oxidación del mismo.

En referencia al proceso de formación de hollín, se puede mencionar que existen dos únicos estudios que se han enfocado en estudiar la influencia de la cavitación sobre la formación de hollín [4, 5]. Sin embargo, como se ha puesto de manifiesto en el capítulo precedente, dichos estudios tienen poca consistencia, por lo que no resuelven la ambigüedad expuesta en el párrafo anterior sobre la influencia de la cavitación en la emisión final de hollín.

En lo que a longitud de lift-off se refiere, se puede indicar que a partir de un modelo conceptual [6] de llama de difusión propuesto ya hace mucho tiempo, y aceptado por la comunidad científica, se llega a ver que la longitud de lift-off es un parámetro muy importante, dado que éste influye sobre el dosado en el lift-off, y este último sobre el proceso de formación de hollín. A pesar de lo

anterior no existe ningún estudio experimental en donde se haya estudiado la influencia de la cavitación sobre la longitud de lift-off. Cabe indicar que existe un único estudio, basado en modelado, en donde se ha estudiado la influencia de la cavitación sobre la longitud de lift-off. Sin embargo, como se ha puesto de manifiesto en el capítulo precedente, dicho estudio tiene poca consistencia. Por tanto, con el propósito de entender la posible influencia de la cavitación sobre el proceso de formación de hollín, es necesario estudiar la eventual influencia de la cavitación sobre la longitud de lift-off.

Una vez que se han identificado las áreas de oportunidad, se exponen a continuación los objetivos de la presente tesis doctoral.

3.3. Objetivos de la tesis

El objetivo general de la presente tesis doctoral, consiste en profundizar en el conocimiento de la influencia de la cavitación en toberas de inyección diesel sobre el proceso de inyección y el de formación de hollín.

Con la finalidad de alcanzar el objetivo general antes descrito, se han planteado los siguientes tres objetivos específicos:

- El primero consiste, por un lado, en estudiar el efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección, con el fin de confirmar el incremento de ésta cuando aparece la cavitación, y seguidamente analizar las causas de este incremento. Y, por otro lado, en averiguar qué tiene más influencia sobre la velocidad efectiva de inyección, si la conicidad de la tobera o el fenómeno de la cavitación.
- El segundo consiste, por un lado, en estudiar el efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla, y más específicamente sobre el ángulo del chorro, con el propósito de confirmar el incremento de este último, consecuencia de la cavitación. Y, por otro lado, en averiguar el posible potencial de la tobera cilíndrica sobre el proceso de mezcla.
- Y el tercero consiste en estudiar la influencia de la cavitación sobre la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín.

La estrategia que se seguirá para alcanzar los objetivos antes descritos, se describe seguidamente.

3.4. Metodología general de la tesis

Se utilizarán dos toberas de tres orificios, una con un elevado nivel de cavitación, y otra en la que se inhibe el fenómeno de la cavitación, las cuales serán montadas en un inyector common rail de tercera generación (es decir, en un inyector de tipo piezoeléctrico). En el anexo 3.A se dan más detalles de los aspectos geométricos de estas toberas. Para la elección de las toberas objeto de estudio, se han tenido en cuenta dos aspectos: por un lado, se desea trabajar con toberas reales, es decir con toberas multi-orificio. Y por otro lado, dado que las toberas multi-orificio como ya se ha indicado en § 2.2.2 suelen tener un elevado número de orificios, va a ser necesario eliminar algunos de ellos para poder tener una mejor visualización (de tal manera que los chorros estén más separados entre sí, y así reducir la posible interacción y el solapamiento entre ellos). Por esta razón, tres orificios parece una opción adecuada.

A estas toberas, en primer lugar se les determinará la velocidad efectiva de inyección, en segundo lugar se les caracterizará el proceso de mezcla, a través del ángulo del chorro, y en tercer lugar se les caracterizará la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín. Los hitos antes descritos por los cuales pasarán las dos toberas objeto de estudio, se ilustran en la figura 3.1.

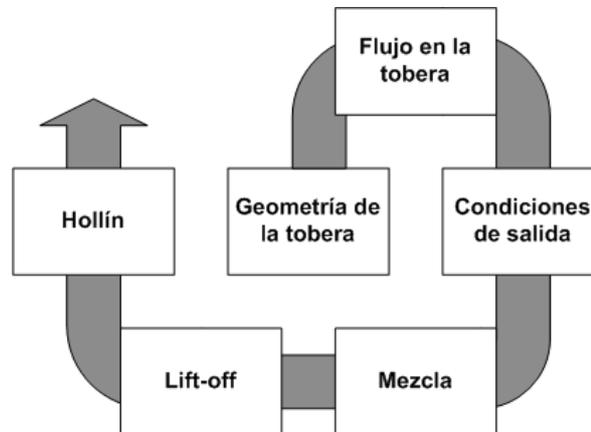


Figura 3.1: Metodología general.

A continuación se pasará a describir más en detalle cada uno de los hitos antes mencionados.

El primer paso consiste en estudiar el efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección. Esta última se determinará mediante la medida de dos parámetros: el caudal másico y el flujo de cantidad de movimiento. La

combinación de estos dos parámetros permite obtener información de la velocidad efectiva de inyección. Cabe recordar que lo anterior se llevará a cabo, por un lado, para confirmar el incremento en la velocidad efectiva de inyección, consecuencia de la cavitación, y, por otro lado, para averiguar qué tiene más influencia sobre dicha velocidad, si la conicidad de la tobera o el fenómeno de la cavitación.

Una vez llevado a cabo lo anterior, el siguiente paso consiste en explicar las posibles razones que justifican dicho incremento de la velocidad efectiva de inyección. Para ello, en primer lugar se realizará un estudio teórico sobre los posibles efectos directos e indirectos de la cavitación en la velocidad efectiva de inyección. En segundo lugar dicho estudio teórico será completado con información que se obtendrá a partir de cálculos realizados en códigos CFD (específicamente en el código CFD Open FOAM y en el código CFD Star-CD).

Después, el siguiente paso consiste en estudiar el efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla, a través del ángulo del chorro. Cabe indicar que este ángulo del chorro se estudiará en dos escenarios diferentes: el primero, es a través de la longitud líquida de evaporación (condiciones cercanas a la realidad, es decir chorro evaporativo pero no reactivo). En este escenario se analizarán dos ángulos del chorro, uno que se obtendrá aplicando la dependencia funcional de la longitud líquida de evaporación, y el otro, que se obtendrá midiéndolo directamente de la imagen de longitud líquida de evaporación. Y el segundo escenario, es a través de la fracción de calor liberado (condiciones reales, es decir chorro evaporativo y reactivo). Cabe recordar que lo anterior se realizará, por un lado, para confirmar el incremento del ángulo del chorro, consecuencia de la cavitación, y, por otro lado, para averiguar el posible potencial de la tobera cilíndrica sobre el proceso de mezcla.

Y, finalmente, con el propósito de estudiar el posible efecto de la cavitación sobre la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín, se caracterizará la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín, en donde este último se caracterizará en dos escenarios diferentes: por un lado, a partir de medir la radiación de las partículas de hollín, y por otro lado, a partir de medir la emisión final de hollín.

La metodología antes descrita se completa con la información de las herramientas que se han utilizado en la presente tesis doctoral, descritas en el capítulo 4, con la intención de facilitar al lector una comprensión más detallada de la metodología antes expuesta.

3.A. Anexo: Aspectos geométricos de las toberas estudiadas

Como se ha mencionado en § 3.4, en la presente tesis doctoral se utilizarán principalmente dos toberas de tres orificios, una con un elevado nivel de cavitación, y otra en la que se inhibe el fenómeno de la cavitación. Cabe señalar que estas toberas fueron diseñadas por Bosch, el cual, con la intención de tener una tobera con un elevado nivel de cavitación, ha diseñado la tobera de geometría cilíndrica sin hidro-erosión. Este último proceso, como ya se ha descrito en § 2.2.2, consiste en hacer pasar un fluido abrasivo a través del orificio de la tobera, cuya función es desbastar material en la entrada del orificio de la tobera, cambiando así el radio de acuerdo de la entrada del orificio. Y como ya se ha indicado en § 2.4.1, este último es un parámetro relevante sobre la aparición o inhibición del fenómeno de la cavitación. Y para tener una tobera que inhibe el fenómeno de la cavitación, Bosch ha diseñado una tobera de geometría cónica con hidro-erosión.

Ambas toberas en teoría se diseñaron con la misma permeabilidad, en donde esta última se obtiene normalmente midiendo el caudal, a una p_{rail} (referida a la presión en el raíl) de 10 MPa y a una p_{back} (referida a la presión de descarga) de 0.1 MPa, durante un tiempo determinado. La permeabilidad determinada de esta manera es la que habitualmente proporciona el fabricante de toberas. Cabe mencionar que ambas toberas en teoría tienen una permeabilidad del orden de 200 cc/60 s (en estas toberas el fabricante ha efectuado la medida durante 60 s). No obstante, a la hora de ser estudiadas, se encontró que realmente ambas toberas no tenían la misma permeabilidad, tal y como se verá más adelante.

En la tabla 3.1 se describen los detalles geométricos de las toberas que han sido proporcionados por Bosch.

Geometría de la tobera	k-factor [-]	d_i [μm]	d_o [μm]
Cónica	3	140	110
Cilíndrica	0	122	122

Tabla 3.1: Detalles geométricos de las toberas objeto de estudio.

Bibliografía

- [1] Bergwerk W. “Flow pattern in Diesel nozzle spray holes”. *Proc. Inst. Mech. Engrs*, Vol. 173, N° 25, 1959.
- [2] Nurick W. H. “Orifice cavitation and its effects on spray mixing”. *Journal of fluids engineering*, Vol. 98, pp. 681–687, 1976.
- [3] Schmidt D. P. y Corradini M. L. “Analytical prediction of the exit flow of cavitating orifices”. *Atomization and Sprays*, Vol. 7, N° 6, pp. 603–616, 1997.
- [4] Fimml W., Chmela F. G., Pirker G. y Wimmer A. “Influence of cavitation in the injection nozzle on combustion in diesel engines”. *International Journal of Engine Research*, Vol. 11, pp. 375–390, 2010.
- [5] Som S., Ramirez A. I., Longman D. E. y Aggarwal S. K. “Effect of nozzle orifice geometry on spray, combustion, and emission characteristics under diesel engine conditions”. *Fuel*, Vol. 90, No. 3, pp. 1267–1276, 2011.
- [6] Dec J. E. “A Conceptual Model of DI Diesel Combustion Based on Laser-Sheet Imaging”. *SAE paper 970873*, 1997.

Capítulo 4

Herramientas para el estudio

Contenido

4.1. Introducción	68
4.2. Instalaciones experimentales	68
4.2.1. Tasímetro	68
4.2.2. Maqueta de cantidad de movimiento	71
4.2.3. Motor maqueta	78
4.2.4. Motor monocilíndrico	88
4.3. Técnicas ópticas	94
4.3.1. Iluminación directa por dispersión MIE	94
4.3.2. Visualización simultánea de la quimioluminiscencia de los radicales OH y de la radiación de las partículas de hollín	99
4.4. Herramientas teóricas	108
4.4.1. Modelo de diagnóstico de la combustión	108
4.5. Conclusiones	111
4.A. Anexo: Longitud de llama teórica	112
4.A.1. Longitud de llama de referencia	112
4.A.2. Extrapolación de la longitud de llama a otras condiciones	119
Bibliografía	120

4.1. Introducción

En el presente capítulo se presentan las herramientas que han sido utilizadas en la presente tesis, con el fin de alcanzar los objetivos que se han planteado en el capítulo 3.

A modo de resumen el presente capítulo estará compuesto de cinco apartados: en § 4.2, se describirán las instalaciones experimentales, concretamente el tasímetro, la maqueta de cantidad de movimiento, el motor maqueta y el motor monocilíndrico. En § 4.3, se explicarán las técnicas ópticas, específicamente la técnica óptica de iluminación directa por dispersión MIE y la técnica de visualización simultánea de la quimioluminiscencia del radical OH y la concentración de hollín. En § 4.4 se describirá el modelo de diagnóstico de la combustión. Y en § 4.5 se agrupan las herramientas que serán utilizadas para alcanzar cada uno de los objetivos específicos que han sido descritos en § 3.3.

4.2. Instalaciones experimentales

4.2.1. Tasímetro

El equipo de medida utilizado en la presente tesis para determinar el caudal másico instantáneo, o tasa de inyección, está basado en el método conocido como método Bosch o de tubo largo [1]. Dentro de los métodos o equipos disponibles para determinar la tasa de inyección, éste es el que mejores prestaciones proporciona a la hora de capturar la forma de la señal de tasa, debido a su mejor dinámica [2].

Principio físico de la medida

Seguidamente se describirá la manera en la que se realiza la medida de la tasa de inyección. En la figura 4.1 se ilustra un esquema del equipo empleado para este fin, conocido como tasímetro. El inyector se coloca en el alojamiento previsto en el tasímetro, de forma que al inyectar llenará de combustible el volumen del circuito interno del tasímetro, formado fundamentalmente por el tubo. Mediante una válvula de regulación, el combustible existente en el interior del tasímetro se mantiene a la presión de descarga o contrapresión deseada, que pretende simular la presión existente en la cámara de combustión en el momento de la inyección en un motor real, al mismo tiempo que evita, en la medida de lo posible, la formación de burbujas en el tubo y las consiguientes depresiones.

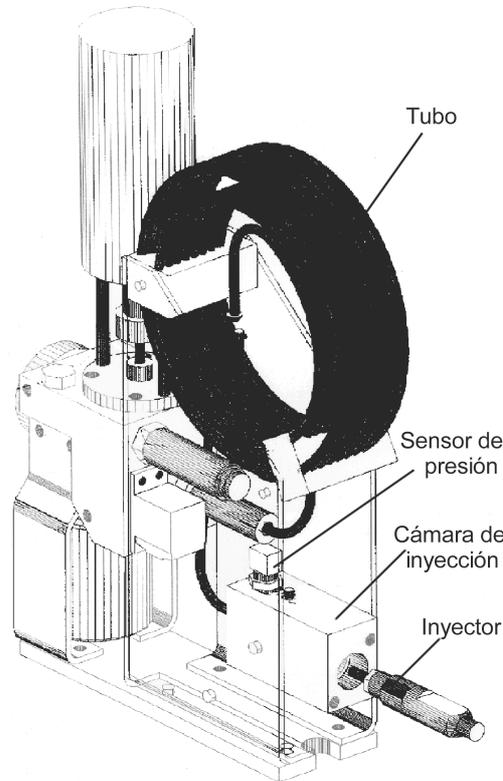


Figura 4.1: Tasímetro Bosch. Método de tubo largo.

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

A la entrada del depósito, el cambio de diámetro del conducto induce una onda reflejada que se mueve en sentido contrario al de la onda principal. Esta onda secundaria puede modificar la forma de la señal de medida, por lo que es conveniente evitar que la onda reflejada interactúe con la onda primaria durante el tiempo que dura la medida. Esta es la razón por la que en este tipo de instalaciones se emplean tubos en los que la relación entre la longitud y el diámetro sea grande. La longitud del tubo es, por tanto, un compromiso entre los dos aspectos mencionados, y constituye un parámetro clave.

La amplitud de la onda está en función de la geometría del sistema y de las condiciones de inyección. La válvula de control permite cambiar la sección

de paso del fluido y así delimitar los efectos de las ondas reflejadas en función de las condiciones de funcionamiento.

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

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

$$(p + \Delta p) \cdot A_t - p \cdot A_t = \rho_f \cdot A_t \cdot a \cdot \Delta u \quad (4.1)$$

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

$$\Delta p = \rho_f \cdot a \cdot \Delta u \quad (4.2)$$

Por otra parte, la expresión de la variación del caudal másico \dot{m} al paso de la onda de presión viene dada como:

$$\dot{m} = \rho_f \cdot A_t \cdot \Delta u \quad (4.3)$$

Finalmente, a partir de estas dos últimas ecuaciones se obtiene la expresión de la variación del caudal másico en función de la variación de presión:

$$\dot{m} = \frac{A_t}{a} \cdot \Delta p \quad (4.4)$$

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

Hay que agregar que la velocidad del sonido depende de la temperatura del combustible, por lo que será necesario conocer una correlación de este parámetro con el propósito de determinar la tasa de inyección con precisión. La correlación utilizada en este estudio se obtuvo de forma experimental para el combustible de referencia empleado:

$$a = 1461 - 3.3 \cdot T_f \quad (4.5)$$

con la temperatura del combustible en el interior del tasímetro T_f en $^{\circ}C$ y la velocidad del sonido en m/s .

Ajuste de la integral

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

Fenómeno de acumulación en la medida de flujo másico

La señal de flujo másico sufre un fenómeno de acumulación a lo largo del proceso de inyección. En la figura 4.2 se muestra un ejemplo ilustrativo de este fenómeno. Concretamente en ésta se representan dos señales de tasa con las mismas condiciones de funcionamiento (presión de inyección y descarga), pero con un tiempo de excitación distinto (ET). Estas dos señales deberían coincidir en la primera parte de la inyección, sin embargo esto no es así debido a la consecuencia del fenómeno de acumulación. Adicionalmente, se puede ver cómo ambas señales van incrementando su valor con el tiempo, a pesar de encontrarse en condiciones cuasi-estacionarias (es decir, a levantamiento de aguja máximo), de tal manera que al terminar la inyección muestran un valor de tasa de inyección distinto de cero. Como se puede ver, este fenómeno es tanto más importante cuanto mayor sea la duración del pulso eléctrico.

Con el fin de corregir este fenómeno de acumulación se utiliza el método propuesto por Payri y otros [3]. Este método se basa en la descomposición de la señal medida en dos señales, una que tiene en cuenta la propia influencia de la inyección, y otra que agrega el término de la acumulación. Al aplicar este método a las señales de tasa previamente mostradas se obtienen resultados coherentes (ver figura 4.3).

4.2.2. Maqueta de cantidad de movimiento

En el presente apartado se explicará la técnica empleada para medir el flujo de cantidad de movimiento. Como ya se comentó en § 2.4.3, este parámetro es

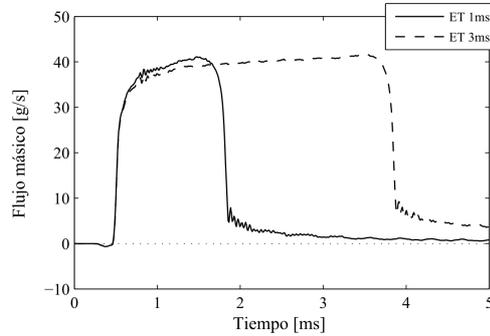


Figura 4.2: Señales de tasa con efecto de acumulación. ($p_{rail} = 160 \text{ MPa}$; $p_{back} = 6 \text{ MPa}$) (adaptada de de la Morena [4]).

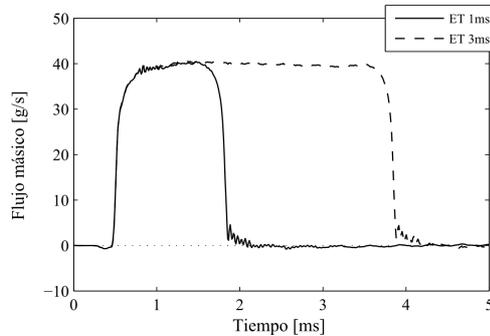


Figura 4.3: Señales de tasa corregidas, sin efecto de acumulación. ($p_{rail} = 160 \text{ MPa}$; $p_{back} = 6 \text{ MPa}$) (adaptada de de la Morena [4]).

muy importante debido a que con éste y con el de caudal másico se es capaz de obtener dos parámetros muy necesarios a la hora de analizar el proceso de inyección diesel: la velocidad efectiva de inyección y el área efectiva del orificio de la tobera.

Seguidamente se pasa a describir la técnica de medida que se ha empleado en la presente tesis para cuantificar este parámetro.

Fundamentos físicos de la medida

El principio de medida del flujo de cantidad de movimiento ($fCdM$) total de un chorro está basado en la medición de la fuerza de impacto del chorro contra un sensor de fuerza. Este sensor se instala de forma perpendicular al eje del chorro, y a una distancia lo suficientemente grande como para abarcarlo por completo. La fuerza medida por el sensor durante el impacto del chorro puede

relacionarse con su cantidad de movimiento en la sección de salida del orificio de la tobera debido a la conservación del flujo de cantidad de movimiento en la dirección axial dentro del chorro, tal como ha sido desarrollado en el trabajo de Gimeno [5]. Para ello, es necesario establecer las siguientes hipótesis:

- Las fuerzas de gravedad sobre el volumen de control son despreciables frente al resto de términos, $\sum F_{grav} = 0$.
- La presión en la cámara p_{back} es uniforme. Como consecuencia, el sumatorio de fuerzas debidas a la presión, quedará simplificado a únicamente la fuerza ejercida sobre el sensor, $\sum F_{pres} = F$.
- La dirección de entrada del aire al volumen de control y la dirección de salida del combustible desviado por el captador, son perpendiculares al eje del chorro, y, por tanto, perpendiculares a la superficie exterior cilíndrica. Esto conlleva que los flujos de cantidad de movimiento a través de la superficie exterior serán nulos en la componente axial. Igualmente esta suposición también implicará que los esfuerzos viscosos en la dirección axial también sean nulos, $\sum F_{visc} = 0$
- El sistema de medida se halla en condiciones estacionarias. En caso contrario existe un término de acumulación que tiene en cuenta las variaciones de cantidad de movimiento en el interior del volumen de control.

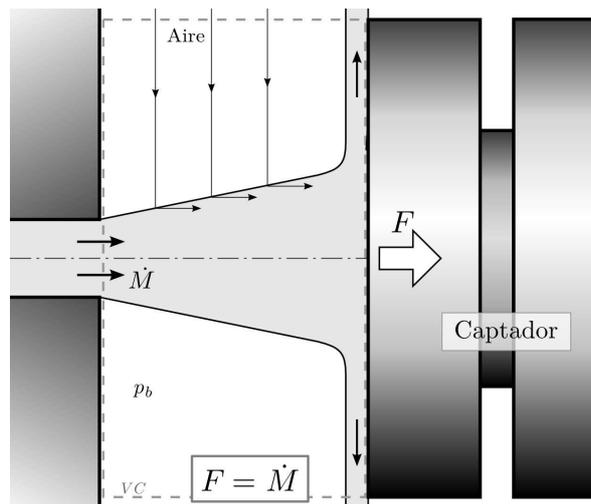


Figura 4.4: Principio de medida del fCdM de un chorro (adaptada de Gimeno [5]).

Por otro lado, en el trabajo de Gimeno [5] se destacan dos conclusiones importantes:

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

Descripción de la maqueta

Para realizar la medida de $fCdM$ de acuerdo con la técnica previamente descrita es necesaria la utilización de una maqueta diseñada a tal efecto. Esta maqueta debe permitir el ajuste de la posición relativa entre el inyector y el captador, de tal manera que éste se encuentre perpendicular al eje del chorro. También, el ambiente en el interior de la cámara que acoge ambos elementos debe poder presurizarse hasta alcanzar la presión de descarga deseada. En la figura 4.5 se ilustra un esquema general de la maqueta de $fCdM$.

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

El captador (que está formado por un sensor de presión piezoeléctrico, al que se le acopla una diana de aluminio con un tratamiento de anodizado duro) entra de manera lateral a la maqueta mediante un segundo sistema de sujeción, con un cierto ángulo que compensa la inclinación de los chorros. Esta inclinación es un parámetro de diseño del motor, y suele variar entre los 70° y los 80° . En el caso de trabajar con toberas mono-orificio axisimétricas, el captador de presión ya no entra de forma lateral, sino por la parte inferior de la maqueta. Independientemente de la manera en la que entra el sensor a la maqueta, éste se coloca de tal manera que el chorro impacte contra la diana

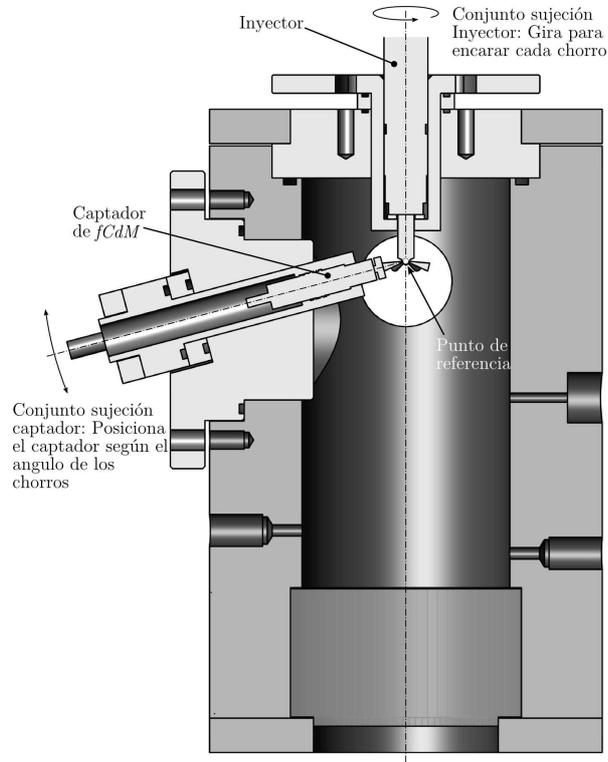


Figura 4.5: Esquema general de la maqueta de $fCdM$ (adaptado de Gimeno [5]).

a una distancia de aproximadamente 5 mm respecto a la sección de salida del orificio de la tobera.

Además de estos dos elementos, la maqueta alberga también válvulas con el fin de permitir la entrada y salida del gas de descarga (habitualmente nitrógeno presurizado), un acceso óptico, con la intención de facilitar el ajusto del posicionamiento relativo entre la tobera y el captador, así como de un sensor de temperatura (de tipo termopar) y otro de presión (de tipo piezorresistivo). El conjunto de la maqueta está diseñada para trabajar a presiones de hasta 10 MPa .

Efecto de acumulación de la señal de $fCdM$

La señal de flujo de cantidad de movimiento sufre de un fenómeno de acumulación de idénticas características al que tiene lugar en la medida de caudal másico (apartado § 4.2.1). En la figura 4.6 se representa una señal de

$fCdM$ junto a la caída de presión ($\Delta p = p_{rail} - p_{back}$) utilizada durante la inyección. Observando esta señal se puede ver el efecto de acumulación de la señal. En efecto, una vez finalizada la inyección, se puede ver cómo ésta queda cargada con un valor remanente mayor que cero. Este fenómeno, también puede verse en el continuo aumento que sufre la señal durante la inyección, el cual no se corresponde con la diferencia de presión que está generando la señal de inyección.

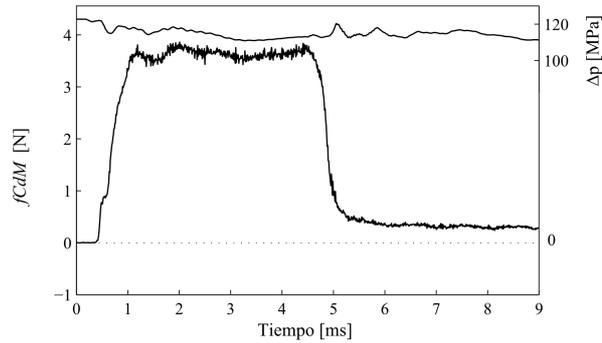


Figura 4.6: Efecto de acumulación de la señal de $fCdM$. ($p_{rail} = 130$ MPa, $p_{back} = 8$ MPa, $ET = 4$ ms) (adaptada de Gimeno [5]).

Comprobación de hipótesis

En el trabajo de Gimeno [5] se destaca que el efecto de acumulación de la señal de $fCdM$ es debido a un aumento de la presión en la cámara provocada por la propia inyección. En este trabajo, para llegar a esta conclusión, se realizaron una serie de medidas normales de $fCdM$ (o sea con el chorro impactando contra el captador de $fCdM$) y seguidamente se repitieron las mismas medidas a las mismas condiciones de presión y contrapresión, pero ahora colocando el sensor de $fCdM$ en el fondo de la maqueta, de forma que el chorro no impacte contra él. De esta manera no pueda captarse el $fCdM$, pero sí la subida de presión. En la figura 4.7 se muestran los resultados que se obtuvieron en cada una de las condiciones de ensayo.

En la figura 4.7 se puede ver que la señal medida sin golpear coincide con la señal normal (impactando) en la zona en donde ya ha finalizado la inyección, concluyendo que el fenómeno de acumulación de la señal de $fCdM$ es debido al aumento de presión en la cámara provocado por la propia inyección.

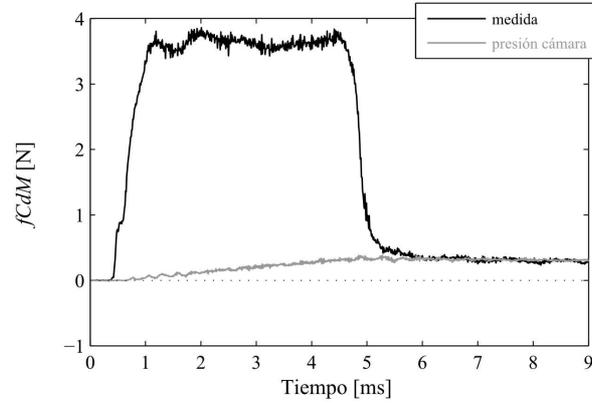


Figura 4.7: Comprobación de la subida de presión que se produce en la cámara debido al proceso de inyección (adaptada de Gimeno [5]).

Corrección del fenómeno de acumulación de la señal

En este trabajo de Gimeno [5], una vez que se ha logrado explicar el por qué del fenómeno de acumulación de la señal $fCdM$, se propone un algoritmo de corrección para solucionar el problema de acumulación de la señal. En la figura 4.8 se ilustra la señal corregida al aplicar este algoritmo de corrección a una señal de $fCdM$ con acumulación.

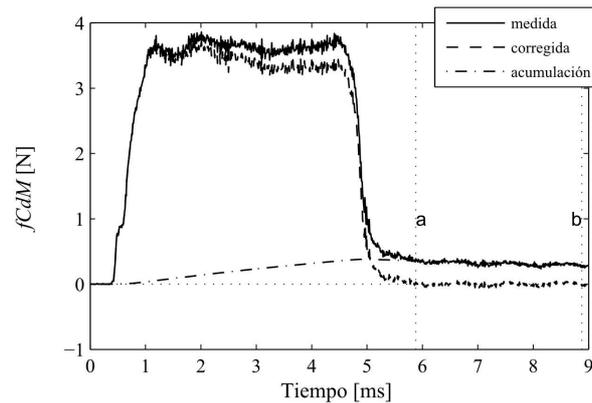


Figura 4.8: Método de corrección del fenómeno de acumulación (adaptada de Gimeno [5]).

4.2.3. Motor maqueta

El motor maqueta es una instalación que permite obtener información del chorro en un entorno controlado, en el que la evolución del mismo no viene influenciada por aspectos como el movimiento del aire o la interacción temprana con la pared del bowl de la cámara de combustión. Para obtener esta información del chorro, el motor maqueta cuenta con una culata especial que ha sido construida con accesos que comunican directamente con la cámara de combustión. Adicionalmente se puede mencionar que el motor maqueta está pensado para poder aplicar las técnicas ópticas de una forma muy eficiente, de tal manera que el plano del chorro queda siempre perpendicular a la dirección de visión.

Seguidamente se pasan a detallar los aspectos más relevantes de dicha instalación.

Características del motor maqueta

El motor maqueta es un motor monocilíndrico de dos tiempos y de 3000 cm^3 de cilindrada. Con el propósito de trabajar en condiciones cuasi-estacionarias el motor tiene una velocidad de giro constante de 500 r.p.m. De esta forma se logran alcanzar condiciones de presión, temperatura, y densidad casi constantes con un movimiento del aire reducido durante el proceso de inyección-combustión estudiado. Esta velocidad de giro es óptima teniendo en cuenta las vibraciones del motor y la necesidad de un régimen de giro mínimo para mantener la lubricación del motor. Asimismo, hay que tener en cuenta que con esta velocidad de giro tan baja, las pérdidas de calor en las paredes son importantes.

En la tabla 4.1 se describen las principales características geométricas del motor maqueta.

Parámetros	Unidades	Valor
Diámetro del pistón	[mm]	150
Carrera	[mm]	170
Carrera efectiva	[mm]	108
Cilindrada total	[cm^3]	3000
Relación de compresión geométrica	[-]	22.5

Tabla 4.1: Principales características geométricas del motor maqueta.

El motor maqueta no desarrolla un trabajo neto positivo en un ciclo, puesto que las cantidades de combustible inyectadas son insuficientes. Por ello, se utiliza un motor eléctrico tanto para acelerar desde el reposo hasta un régimen de funcionamiento como para mantener el motor en las condiciones de funcionamiento requeridas.

Como ya se ha comentado anteriormente, el motor maqueta es un motor de dos tiempos. Más concretamente, la admisión y el escape se realizan a través de lumbreras, por lo que la culata es muy sencilla al no contar con válvulas. Este hecho es aprovechado para sustituir la culata que originalmente equipaba este motor por una que integre el volumen de la cámara de combustión (para ello se elimina también la cámara originalmente labrada en el pistón), a la que se han añadido diversos accesos ópticos para permitir el estudio del proceso de combustión. Sobre esta culata se hablará seguidamente.

Características de la culata

El motor maqueta cuenta con dos tipos de culatas, una empleada para la visualización de un solo chorro axi-simétrico y otra utilizada para la visualización de chorros múltiples. A continuación se pasa a describir esta última, dado que en la presente tesis doctoral se estudian toberas de tres orificios. En la figura 4.9 se ilustran los elementos principales de la culata de interés, la cual contiene cinco accesos que comunican con el interior de la cámara de combustión, cuatro laterales y uno superior. De los cinco accesos, sólo dos son utilizados, en el presente trabajo uno de ellos es empleado para colocar el inyector, el transductor de presión y el dispositivo generador de *swirl* (lado izquierdo de la culata). En la presente tesis, en lugar de utilizar un dispositivo generador de *swirl*, se ha utilizado otro dispositivo, el cual ha sido diseñado de tal manera que ayude a la visualización (esto se entenderá mejor cuando se aborde el capítulo 7) y a utilizar el movimiento del aire en el interior del volumen de estudio. Un segundo acceso (lado derecho de la culata) es para colocar la ventana de visualización, la cual está hecha de zafiro, de 59 mm de diámetro y de 10 mm de espesor. Los dos accesos adicionales para ventanas de visualización, en la presente tesis no han sido utilizados, por lo que han sido sellados con piezas de acero. El quinto acceso superior igualmente es sellado con una pieza de acero.

Sistema de inyección

La inyección de combustible se realiza mediante un sistema common rail, el cual ya ha sido descrito en § 2.2.1.

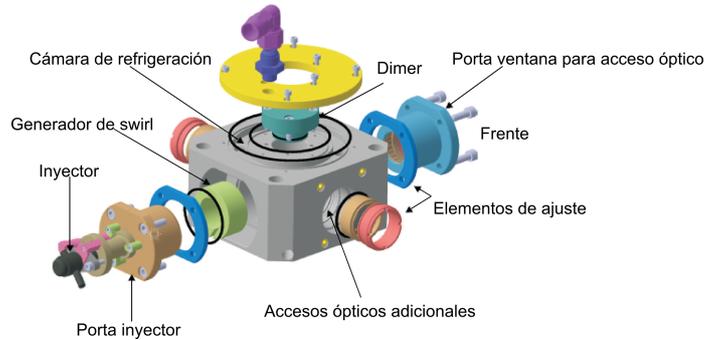


Figura 4.9: Culata para visualización de chorros múltiples (adaptada de Martínez [6]).

De forma complementaria en la presente tesis se realizará inicialmente una inyección cada veinte ciclos, con el propósito de evitar el ensuciamiento de la ventana de visualización, previamente descrita.

Modos de funcionamiento

Debido a la necesidad de estudiar el comportamiento del chorro en condiciones inertes (es decir condiciones evaporativas pero no reactivas) y reactivas (es decir condiciones evaporativas y reactivas), el motor maqueta ofrece la posibilidad de operar en dos modos de funcionamiento, según el fluido de trabajo sea nitrógeno o aire, respectivamente. Seguidamente se dan más detalles de cada uno de estos modos de funcionamiento.

Modo de funcionamiento: condiciones evaporativas pero no reactivas

En la figura 4.10 se ilustra un esquema del motor maqueta en el modo de funcionamiento: condiciones evaporativas pero no reactivas. El compresor Roots impulsa el nitrógeno a través del sistema de intercambiadores. El nitrógeno se acumula en el remanso de admisión y posteriormente se introduce en el cilindro. Después de ser inyectado el combustible y mezclado con el gas, esta mezcla (nitrógeno - combustible, pues el nitrógeno es mayoritario) es filtrada: primero con un sistema centrífugo que filtra cualquier partícula que tenga una densidad superior a la densidad del nitrógeno, como son las gotas de combustible o aceite, así como de partículas sólidas provenientes de los elementos del circuito o del propio motor; y segundo, con otro filtro, compuesto de una membrana de papel o de un tamiz, el cual permite retener partículas

que se hubieran escapado del filtro anterior. Una vez purificado el nitrógeno, éste se introduce de nuevo en los conductos de admisión mediante el compresor Roots. Un depósito presurizado de nitrógeno es utilizado para llenar el circuito cerrado antes de poner la instalación en operación, y una vez esté en funcionamiento, el depósito, con ayuda de una electroválvula y un regulador PID se encarga de mantener la presión constante de nitrógeno que circula por la instalación, debido a que puede haber pequeñas fugas del gas hacia el cárter del motor a través de las holguras entre el pistón y el cilindro.

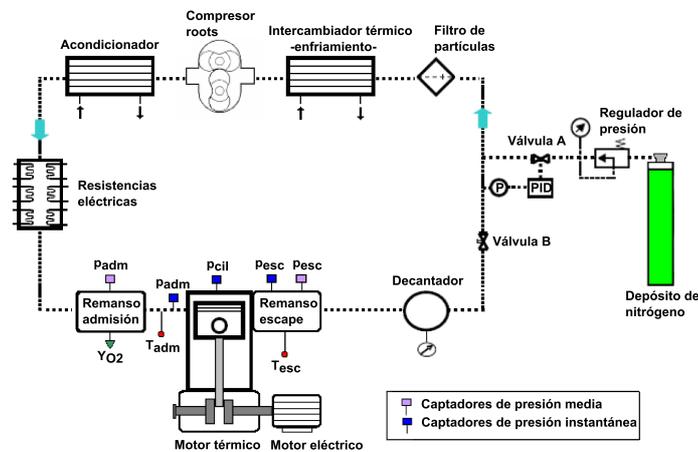


Figura 4.10: Esquema del modo de funcionamiento del motor maqueta: condiciones evaporativas pero no reactivas.

Modo de funcionamiento: condiciones evaporativas y reactivas

En este modo de funcionamiento el motor funciona de forma similar a como lo haría un motor convencional, si bien no produce trabajo efectivo, como ya se indicó previamente. De forma complementaria se puede indicar que aquí, además de trabajar en circuito cerrado (el cual ya ha sido presentado previamente, pero teniendo presente que ahora se utiliza aire en lugar de nitrógeno), también se puede operar en circuito abierto. Cabe destacar que este último es utilizado para trabajar en condiciones atmosféricas (es decir 23% de oxígeno en masa), mientras que el circuito cerrado es utilizado para variar la fracción másica de oxígeno en el interior de cilindro. Esta variación de la fracción másica de oxígeno se logra recirculando los propios gases del motor maqueta. No obstante a continuación se dan más detalles de cada una de las formas de operación.

- *En circuito abierto:* En la figura 4.11 se muestra un esquema del modo de operación en circuito abierto. El aire atmosférico es impulsado por un compresor *A* a través de un sistema de intercambiadores (un intercambiador térmico permite precalentar el aire proveniente del compresor y las resistencias eléctricas permiten obtener la temperatura deseada) con el propósito de obtener la temperatura de consigna que se ha elegido para realizar los ensayos. Después el aire es almacenado en el remanso de admisión hasta que el pistón descubre las lumbreras de admisión del motor. Una vez que el aire ha entrado en el interior del cilindro y que el proceso de combustión ha tenido lugar, los gases producto de la combustión pasan al remanso de escape. Más adelante atraviesan otro remanso, el de expansión, y finalmente son expulsados a la atmósfera. La electro-válvula situada en el escape permite regular la presión de escape. Esta presión se mantiene siempre a 0.01 MPa por debajo de la presión de admisión para facilitar el proceso de barrido.

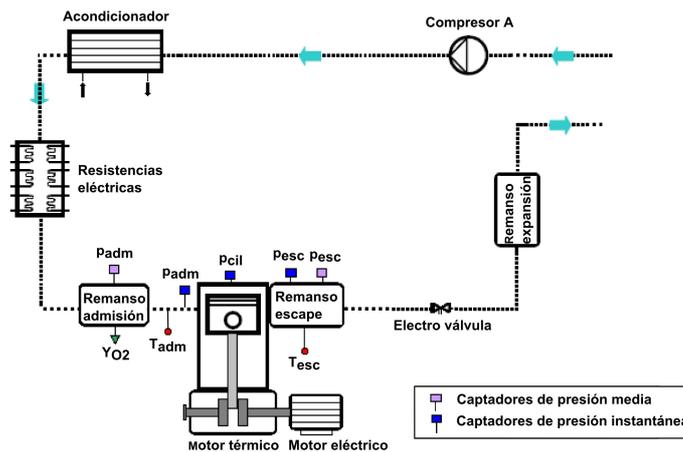


Figura 4.11: Esquema del modo de funcionamiento del motor maqueta: condiciones evaporativas y reactivas en circuito abierto.

- *En circuito cerrado:* Este ya ha sido explicado para cuando el fluido de trabajo es nitrógeno. Ahora en la figura 4.12 se muestra un esquema de este circuito pero ahora para cuando el fluido de trabajo es aire. Aquí al igual que en el caso del nitrógeno, el compresor Roots empuja el aire a través del sistema de intercambiadores. El aire se acumula en el remanso de admisión y después se introduce en el interior del cilindro. Una vez que la combustión ha tenido lugar, los gases de la combustión se expulsan hacia el remanso de escape. Luego, estos gases se filtran: primero con un sistema centrífugo que filtra cualquier partícula que tenga una densidad

superior a la densidad del aire como eventuales gotas de combustible o de aceite, hollín, así como partículas que provienen de los elementos del circuito o del propio motor; y segundo, con otro filtro, compuesto de una membrana de papel o de un tamiz, el cual permite retener partículas que se hubieran escapado del filtro anterior. Y finalmente los gases de la combustión se introducen de nuevo en los conductos de admisión mediante el compresor Roots. Las posibles fugas en el circuito se controlan midiendo la presión en el mismo y de haberlas se compensan rellenando el circuito con aire comprimido a través de la válvula A. La apertura de esta válvula se controla automáticamente con un PID y un captador de presión instantánea. Asimismo esta válvula permite rellenar el circuito al inicio de los ensayos con el fin de alcanzar la presión deseada.

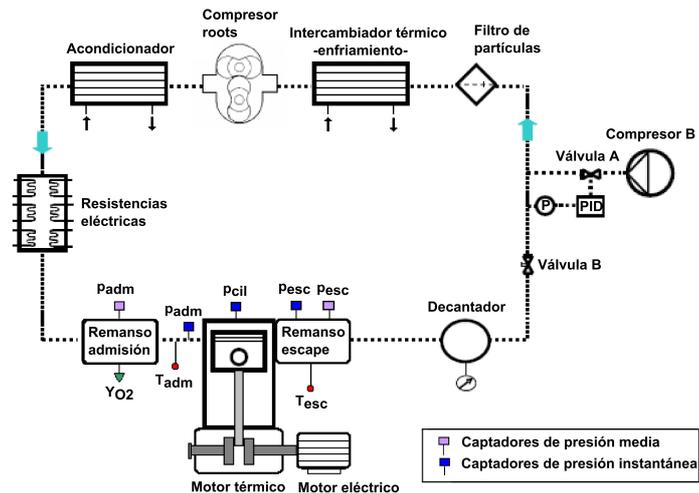


Figura 4.12: Esquema del modo de funcionamiento del motor maqueta: condiciones evaporativas y reactivas en circuito cerrado.

Como ya se ha mencionado previamente la variación de la fracción másica de oxígeno en el interior del cilindro (en los ensayos realizados esta variación se ha hecho en el rango entre 23 y 13.5%) se logra recirculando los propios gases del motor. Cuando se llega a la fracción másica de oxígeno mínima (es decir a un valor mínimo de en torno a 13.5%), se crea una fuga (manual) con la ayuda de la válvula B para evacuar los gases de escape del circuito. Para la realización de nuevos ensayos, se rellena el circuito con aire comprimido que se introduce mediante la válvula A.

Parámetros medidos

En la tabla 4.2 se describen los parámetros que se han medido en los ensayos realizados.

Sistemas	Parámetros medidos	Tipo de señal
<i>Admisión</i>	Presión	Instantáneo
	Presión	Medio
	Temperatura	Medio
	Concentración de O_2	Medio
<i>Motor térmico</i>	Régimen de giro	Medio
	Presión en el cilindro	Instantáneo
	Ángulo de giro	Instantáneo
<i>Escape</i>	Presión	Instantáneo
	Presión	Medio
	Temperatura	Medio
<i>Refrigeración</i>	Temperatura del refrigerante	Medio
<i>Inyección</i>	Temperatura del combustible	Medio
	Presión	Instantáneo
	Pulso de inyección	Instantáneo

Tabla 4.2: Parámetros medidos en el motor maqueta durante la realización de los ensayos.

De forma complementaria a la información presentada en la tabla 4.2 a continuación se describe la instrumentación que se ha utilizado para medir cada uno de los parámetros.

Temperatura y presión media de admisión: La temperatura media de admisión se mide a través de un termopar, mientras que la presión media de admisión es captada mediante una sonda de presión (la señal es obtenida por un captador piezorresistivo) tomada de una derivación de un conducto del sistema de admisión. Adicionalmente se puede mencionar que la regulación de estos parámetros es necesaria para tener un control de la densidad del gas de admisión.

Concentración de O_2 : Para la medición de la concentración de oxígeno se utiliza un medidor (HORIBA tipo MEXA 7100 DEGR) que toma una muestra del gas en el remanso de admisión.

Cabe destacar que existe un desfase entre esta medida y la concentración de O_2 en un instante dado, puesto que la muestra se toma en el remanso de la admisión y es llevada al Horiba a través de una conducción bastante larga. Este desfase, determinado experimentalmente, es en torno a 14 s. Los valores instantáneos de la concentración de oxígeno medidos por el Horiba eran registrados en un *hardware* comercial desarrollado por la empresa National Instruments y un *software*, denominado PUMA, desarrollado por la compañía AVL, de tal manera que en el instante de iniciar un ensayo se comenzaban a guardar los valores instantáneos de concentración de oxígeno. Al finalizar el ensayo se paraba la adquisición de los valores instantáneos de la concentración de oxígeno. Posteriormente con el fin de hacer una relación correcta de los valores instantáneos de concentración de oxígeno con la información del ensayo realizado, se tenía en cuenta el desfase de 14 s.

Presión media de los gases de escape: Este parámetro se mide con un captador piezorresistivo, y la señal se adquiere de una derivación de la cámara de escape.

Temperatura de los gases de escape: Esta variable se mide con un termopar situado en el colector de escape. Es importante verificar esta variable principalmente cuando la instalación funciona en circuito cerrado, dado que la temperatura de ciertos elementos (como por ejemplo el filtro de partículas o el compresor Roots) está limitada.

Régimen de giro: Como ya se ha indicado previamente el motor maqueta trabaja con un régimen de giro constante de 500 *r.p.m.*

Presión en la cámara de combustión: La medida de la presión instantánea se lleva a cabo en la cámara de combustión mediante un captador piezoeléctrico de la firma Kistler (rango de operación de 0 a 25 MPa y de -50 a 350 °C), con un acondicionador de señal y enfriado por recirculación externa de agua.

Ángulo de giro de cigüeñal: La medida de esta variable sirve como referencia angular para todas las *variables instantáneas*. El elemento encargado de medir esta variable es el codificador angular. Este elemento tiene dos funciones: la primera, la de generar un pulso de sincronismo que le indicará a la cadena de medida cuándo debe comenzar a medir (señal 1 × vuelta), y la segunda, la de generar una serie de pulsos por cada ciclo de motor que determinan cada uno de los valores de ángulo donde se van a medir los valores de cada variable (señal de 3600 × vuelta en el presente estudio).

Temperatura del refrigerante: Este parámetro es muy importante para el correcto funcionamiento de los diferentes elementos del motor. Para regular esta temperatura se utiliza un sistema de refrigeración, el cual consiste en un circuito cerrado y presurizado, con un intercambiador de calor agua-agua (intercambiador de tubos a contra flujo) y circulación forzada, además de un calentador compuesto por un depósito, dos resistencias de 9 kW cada una y un termostato ajustable de 0 °C a 150 °C que permite calentar el refrigerante. Un termopar permite conocer de modo constante la temperatura del agua del motor mediante un registrador electrónico.

Temperatura de combustible: Este parámetro se regula mediante foco frío (intercambiador de carcasa y tubos), el cual permite mantenerlo constante.

Presión de admisión y escape instantánea: Para la medida de estos dos parámetros se utiliza un transductor del tipo piezorresistivo. De manera complementaria se puede indicar que estos parámetros son útiles para verificar que no hay ningún problema en la cámara de combustión al abrir y cerrar las lumbreras, así como también para referenciar la señal de presión en cilindro.

Presión en el common rail: La medición de este parámetro se realiza con un sensor del tipo piezorresistivo de la compañía Kistler modelo 4067A2000.

Pulso de inyección: A través de éste se define por un lado, la posición del pulso de inyección³, y por otro lado, define la duración del pulso de inyección.⁴

Seguidamente cabe mencionar que antes de realizar los ensayos en esta instalación experimental se han realizado ensayos en arrastre⁵, con el fin de calcular las condiciones termodinámicas en cilindro (temperatura y densidad del aire).

Cálculo de las condiciones termodinámicas

Temperatura del aire en el cilindro: Esta temperatura a lo largo del ciclo se calcula de manera clásica a partir de la señal instantánea de la presión en cilin-

³Este define el instante en el que se introduce el combustible en el interior de la cámara de combustión.

⁴Recordando que este parámetro define el tiempo en el que el inyector está abierto, es decir el tiempo en el que se está inyectando combustible. Aquí al igual que en el caso del motor monocilíndrico el valor instantáneo de éste es generado por una caja de potencia, la cual hace la función de la ECU, *Electronic Control Unit* (ésta ya ha sido introducida en § 2.2.1).

⁵Éstos se realizan en las condiciones de funcionamiento en las que se realizarán los ensayos (éstas se describirán en § 6.2.1.1), y sin combustión. En estos ensayos se miden los parámetros que previamente han sido descritos.

dro en arrastre [7]. Para este cálculo, se han supuesto nulas las deformaciones mecánicas. Asimismo se ha supuesto un coeficiente de blow-by de 5 % [8].

Densidad del aire en el cilindro: La densidad instantánea del aire se obtiene a partir de los datos de volumen instantáneo, masa de aire instantánea y aplicando la ecuación de los gases perfectos. El volumen instantáneo se calcula a partir de la geometría del cilindro considerando el volumen de la cámara de combustión y el volumen instantáneo desplazado por el mecanismo biela-manivela [9]. La masa de aire instantánea se calcula a partir de la masa de aire admitida, la masa de los gases de escape, la masa de residuales y la de corto circuito, la masa de blow-by y la masa de combustible [9].

Con la información de las condiciones termodinámicas en cilindro se es capaz de calcular dos parámetros muy útiles a la hora de analizar el proceso de combustión: la temperatura de los gases sin quemar y la temperatura adiabática de llama. A continuación se describe el procedimiento que se lleva a cabo para determinar estos parámetros.

Temperatura de los gases sin quemar: La temperatura de los gases sin quemar, T_{sq} , se estima asumiendo la siguiente hipótesis [7, 10]: las pérdidas de calor desde la zona sin quemar hacia las paredes de la cámara de combustión están compensadas por el aporte de calor desde la llama. A partir de esta suposición se puede calcular la temperatura de los gases sin quemar considerando una compresión adiabática de estos gases desde el inicio de la combustión (SoC):

$$T_{sq} = T_{cil_SoC} \cdot \left[\frac{p_{cil_SoC}}{p_{cil}} \right]^{\left[\frac{\gamma-1}{\gamma} \right]}$$

Temperatura adiabática de llama: La temperatura adiabática de llama, T_{ad} , se estima a lo largo de toda la combustión por difusión a través de la ecuación siguiente:

$$T_{ad} = T_{sd} - \Delta T_{diso}$$

$$T_{sd} = T_{sq} + 37630.5 \cdot \frac{Y_{O_2cil}}{3.48}$$

si $T_{sd} < 2600 K$

$$\Delta T_{diso} = 1.554 \cdot 10^{-7} \cdot T_{sd}^{2.677}$$

si $T_{sd} > 2600 K$

$$\Delta T_{diso} = 7.136 \cdot 10^{-10} \cdot T_{sd}^{3.36}$$

En estas expresiones $Y_{O_2 cil}$ es la fracción másica de oxígeno. T_{sd} se refiere a la temperatura de los productos de la combustión si no hubiera disociaciones mientras que ΔT_{diso} es la pérdida de temperatura debido a las disociaciones.

En la figura 4.13 se ilustra la evolución tanto de la densidad como de la temperatura del aire que se han obtenido a partir de los ensayos en arrastre y aplicando la metodología previamente descrita. Concretamente en el PMS (en donde las condiciones termodinámicas son mas estables) se tiene una densidad de 22.08 kg/m^3 y una temperatura de 938.88 K .

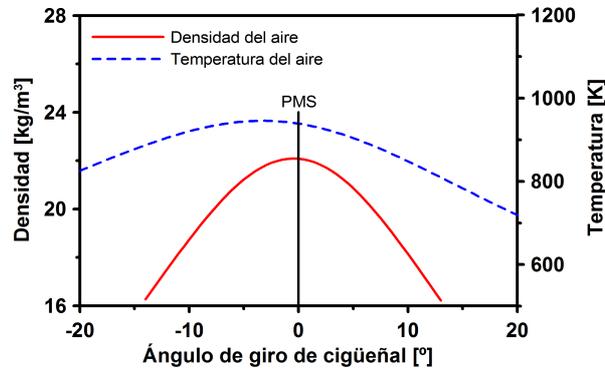


Figura 4.13: Evolución tanto de la densidad como de la temperatura del aire en el interior del cilindro.

Por último, cabe mencionar que estas condiciones de temperatura y densidad del aire son válidas tanto para cuando el motor maqueta trabaja en condiciones evaporativas pero no reactivas (es decir cuando el fluido de trabajo es nitrógeno) como en condiciones evaporativas y reactivas (es decir cuando el fluido de trabajo es aire).

4.2.4. Motor monocilíndrico

El motor monocilíndrico es un motor representativo de los motores pequeños que equipan los vehículos de turismo. Esta instalación, gracias a la buena precisión de su instrumentación, ofrece repetitividad, es decir los ensayos que se realizan en ésta se reproducen con márgenes de incertidumbre y dispersión acotados.

Seguidamente se pasan a detallar los aspectos más relevantes de dicha instalación.

Características del motor monocilíndrico

El motor monocilíndrico corresponde a un motor modelo DV6-TED4 fabricado por la empresa *Danielson Engineering*, el cual consiste en una unidad básica con árboles contrarrotantes y bloque motor desmontable de la unidad. Posee una culata multiválvulas (cuatro válvulas por cilindro). La información detallada de los criterios que se han seguido para el diseño de esta instalación se pueden encontrar en [11, 12].

En la tabla 4.3 se describen las principales características del motor DV6-TED4.

Diámetro del cilindro	75.1 mm
Carrera	88.0 mm
Volumen desplazado	399 cm ³
Longitud de biela	123.8 mm
Diámetro del bowl	46.3 mm
Profundidad del bowl	14.3 mm
Relación de compresión	16.5
Diámetro de la válvula de escape	23.4 mm
Diámetro de la válvula de admisión	25.6 mm
Coefficiente de torbellino medio	2.15
Volumen del bowl	18.3 cm ³
Número de válvulas por cilindro	4

Tabla 4.3: Principales características técnicas del motor DV6-TED4.

Parámetros medidos

En la tabla 4.4 se describen los parámetros que se han medido en los ensayos realizados.

De forma complementaria a la información presentada en la tabla 4.4, a continuación se describe la instrumentación que se ha utilizado para medir cada uno de los parámetros.

Sistemas	Parámetros medidos	Tipo de señal
<i>Admisión</i>	Presión	Medio
	Temperatura	Medio
	Concentración de O_2	Medio
	Masa de aire	Medio
<i>Motor térmico</i>	Régimen de giro	Medio
	Par	Medio
	Presión en el cilindro	Instantáneo
	Ángulo de giro	Instantáneo
	Emisión de hollín	Medio
<i>Escape</i>	Presión	Medio
	Temperatura	Medio
	Composición de gases	Medio
<i>Refrigeración</i>	Temperatura del refrigerante	Medio
<i>Inyección</i>	Temperatura del combustible	Medio
	Presión	Instantáneo
	Pulso de inyección	Instantáneo
	Masa de combustible	Medio

Tabla 4.4: Parámetros medidos en el motor DV6-TED4 durante la realización de los ensayos.

Temperatura media de admisión: Para la medida de este parámetro se ha utilizado un termopar tipo K con un rango de uso entre 0 y 1000 °C con una precisión de ± 2.5 °C.

Presión media de admisión: Para la medida de este parámetro se ha utilizado un transductor del tipo piezorresistivo con un rango de uso entre 0 y 1 MPa.

Caudal másico de aire: La medida de este parámetro es muy importante dado que éste permite obtener, entre otros aspectos, la relación aire-combustible. Esta medida se lleva a cabo con un *Elster RVG G-65 rotary meter*, que mide el caudal volumétrico de aire según el principio de desplazamiento positivo de aire.

Presión de los gases de escape: Aquí, similarmente al caso de la presión media de admisión, se utiliza un transductor del tipo piezorresistivo con un rango de uso entre 0 y 1 *MPa*.

Temperatura de los gases de escape: Aquí, al igual que en el caso de la temperatura media de admisión, se utiliza un termopar tipo K con un rango de uso entre 0 y 1000 °C con una precisión de ± 2.5 °C.

Composición de gases de escape: Para la medida de los gases de escape se utiliza un analizador modelo HORIBA MEXA 7100 DEGR. Con este equipo se puede medir la concentración volumétrica de diferentes emisiones gaseosas consideradas como contaminantes tales como el *NO* y/o *NO₂*, el *CO*, los hidrocarburos sin quemar totales (THC) así como el *CO₂* y el *O₂* en el escape. La muestra de gases de escape se extrae de la línea de escape mediante una sonda que la conduce hasta el equipo de medida por una línea calefactada a 192 °C, para evitar así la condensación de los hidrocarburos sin quemar.

De manera complementaria cabe mencionar que el analizador antes descrito es capaz de determinar la relación aire / combustible mediante un método basado en la composición de los gases de escape [13].

Régimen de giro: Este parámetro se mide mediante un codificador angular óptico del tipo AVL 364, el cual está montado en el eje del cigüeñal y tiene dos funciones: la primera, generar un pulso de sincronismo que sirve de indicación a la cadena de medida para comenzar a medir y, la segunda, generar una cantidad de pulsos por cada giro de cigüeñal que determina la cantidad de puntos en los que se registran las variables instantáneas a medir. Este codificador tiene una resolución de 0.2 *CAD* con una precisión de ± 0.02 *CAD* dentro del rango de utilización del motor.

Par: La medida del par se realiza mediante una célula de carga con una capacidad máxima de 200 *Nm* y con una precisión de ± 2 *Nm*.

Presión en la cámara de combustión: Este parámetro se mide, al igual que en el motor maqueta, en la cámara de combustión mediante un captador piezoeléctrico de la firma Kistler 6055B.

Emisión de hollín: Para la medida de la emisión de hollín en los gases de escape se utiliza un opacímetro modelo AVL415. El principio de funcionamiento de éste consiste en hacer pasar una muestra de gases de escape por un filtro de papel blanco del que se conoce su índice de reflexión de la luz para posteriormente, mediante una célula fotoeléctrica, detectar el grado de ennegrecimiento del citado papel al hacer pasar el gas de escape. Por consiguiente, se puede decir que la medida se fundamenta en la comparación del índice de reflexión de la luz. El fondo de escala del equipo está comprendido entre un

valor mínimo (0 FSN) y el papel completamente ennegrecido (10 FSN), siendo FSN, *Filter Smoke Number*, la unidad asignada a la mencionada escala. A través de la ecuación 4.6 es posible convertir esta medida a mg/m^3 [11].

$$Hollín \left[\frac{mg}{m^3} \right] = \frac{1}{0.405} \cdot hollín[FSN] \cdot exp(0.38 \cdot hollín[FSN]) \quad (4.6)$$

Cabe mencionar que la ecuación 4.6, la cual es similar a la desarrollada por Christian y otros [14], es la que utiliza el equipo para la conversión de unidades.

Por otro lado, cabe señalar que la muestra es extraída del sistema de escape prácticamente a presión atmosférica, y que la cantidad de muestra es regulada directamente por el equipo y depende del modo de empleo que se esté utilizando (volumen constante, tiempo constante o volumen variable de acuerdo al nivel de humos).

A través de la ecuación 4.7 es posible expresar la emisión de hollín en g/kg_{comb} [11].

$$IHollín \left[\frac{g}{kg_{comb}} \right] = \frac{(Hollín[mg/m^3]/1000) \cdot (GastoVol.escape[m^3/h])}{\dot{m}_f[kg/h]} \quad (4.7)$$

El *Gasto Vol. escape* se calcula a través de la ecuación 4.8 [11].

$$GastoVol.escape[m^3/h] = \frac{(\dot{m}_f + \dot{m}_a)[kg/h]}{\rho_{ref}[kg/m^3]} \quad (4.8)$$

donde \dot{m}_f es el caudal másico de combustible, \dot{m}_a es el caudal másico de aire, y ρ_{ref} es la densidad de referencia, la cual se obtiene a la temperatura y presión en la que el equipo de medición de hollín realiza la medida. Cabe destacar que la ρ_{ref} se ha asumido constante.

Es importante mencionar que en la presente tesis doctoral la emisión de hollín medida en el motor tal como se ha descrito previamente, es transformada a los valores másicos por medio de la ecuación 4.7.

Temperatura del refrigerante: En esta instalación al igual que en el caso del motor maqueta, para regular esta temperatura se utiliza un sistema de refrigeración que funciona independientemente del motor, pues éste no posee bomba de agua acoplada. Este sistema permite el control de la temperatura del agua suministrada a través del uso de un intercambiador de calor. Una válvula accionada por un control PID regula el caudal de agua de la red en

el intercambiador de calor que se usa para enfriar el agua del motor, además de una resistencia para el precalentamiento de la misma. La temperatura de trabajo del motor puede ser controlada entre 60 y 100 °C \pm 1 °C.

Temperatura del combustible: Este parámetro se controla a la salida del motor mediante un controlador PID que proporciona una precisión de \pm 0.2 °C.

Presión en el common rail: La medición de este parámetro se lleva a cabo con un sensor del tipo piezorresistivo de la firma Kistler modelo 4067A2000.

Pulso de inyección: Aquí, al igual que en el motor maqueta, a través de este parámetro se define por un lado, la posición del pulso de inyección, y por otro lado, define la duración del pulso de inyección.

Caudal másico de combustible: La medición de este parámetro es absolutamente relevante, ya que a partir de su medida se calcula, entre otros parámetros, el dosado, cuya confiabilidad en la medida es imprescindible para hacer un correcto análisis de los ensayos. Este caudal másico de combustible se mide mediante una balanza gravimétrica modelo AVL KMA 4000. De manera adicional y complementaria se realiza también la medida de caudal másico de combustible a través de la relación (AF) proporcionado por el analizador de gases de escape basado en la composición de los gases de escape y el caudal másico de aire. Con el fin de decidir cuál de estas dos maneras para determinar el caudal másico de combustible utilizar durante la realización de los ensayos, se ha llevado a cabo el procedimiento que se muestra a continuación:

En un punto de operación determinado se ha estabilizado el motor y se han efectuado 10 medidas seguidas de las variables medias del motor. A partir de estas medidas se ha analizado la coherencia que existe entre la medida de combustible procedente de cada uno de los dos métodos.

En la figura 4.14 se compara el caudal másico de combustible obtenido a partir del cociente entre el caudal másico de aire y el AF del Horiba (analizador de gases de escape) con el obtenido a partir de la balanza gravimétrica.

A partir de la figura 4.14 se puede observar que la dispersión del caudal másico de combustible es mucho mayor en el caso de la balanza gravimétrica (se barre un rango más amplio en las x que en las y).

Con el propósito de validar un poco más el resultado de la figura 4.14, durante los ensayos se advierte una pequeña deriva (la temperatura de escape va creciendo progresivamente). En la figura 4.15 se representa esta temperatura de escape frente a la masa de combustible procedente de cada uno de los dos métodos.

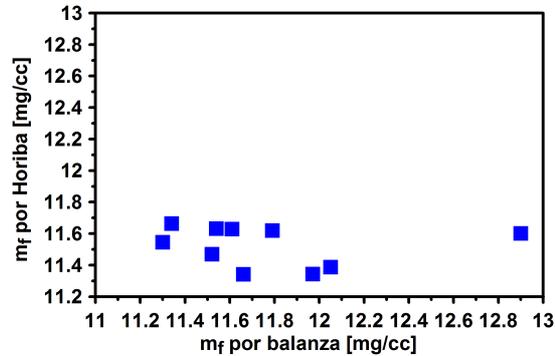


Figura 4.14: Caudal másico de combustible. El obtenido a partir del cociente entre el caudal másico de aire y el AF del Horiba en función del obtenido a partir de la balanza gravimétrica.

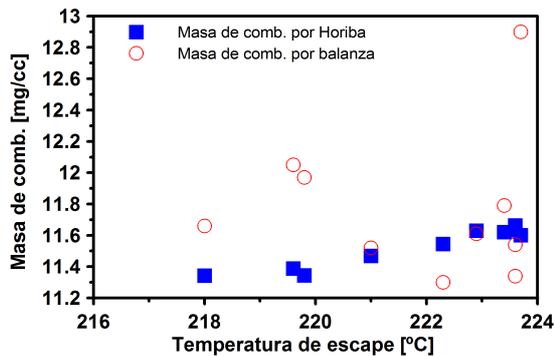


Figura 4.15: Evolución del caudal másico de combustible procedente de los dos métodos para determinarlo en función de la temperatura de escape.

De la figura 4.15 se puede observar un mayor acuerdo (mejor correlación) entre ambas variables cuando el caudal másico de combustible procede del cociente entre el caudal másico de aire y el AF del Horiba. Por consiguiente, se ha decidido utilizar este último método para determinar el caudal másico de combustible durante la realización de los ensayos.

4.3. Técnicas ópticas

4.3.1. Iluminación directa por dispersión MIE

Con la finalidad de caracterizar la longitud líquida de evaporación (y a partir de ésta el proceso de mezcla) se ha empleado y aplicado al motor maqueta

la técnica óptica *Iluminación directa por dispersión MIE*, la cual consiste en la obtención de imágenes de un chorro diesel al ser iluminado de manera directa por un haz de luz, obtenido éste de una fuente de luz continua. En la figura 4.16 se muestra una foto del montaje experimental para la aplicación de la técnica de iluminación directa por dispersión MIE, a partir de la cual se puede ver que el sistema de adquisición de imágenes está compuesto de una cámara, un sistema de iluminación, y, adicionalmente, de una unidad central que sincroniza todo el sistema con el motor. La cámara es digital de alta velocidad (en la tabla 4.5 se dan más detalles de las características técnicas de la cámara), y está situada sobre unos perfiles ópticos de posicionamiento frente a uno de los accesos ópticos del motor. El sistema de iluminación está compuesto de una fuente de luz de Xenon y una fibra óptica que conduce un haz de luz hasta una lente situada frente al acceso óptico. Como se ha comentado previamente, el haz de luz producido por el sistema de iluminación ilumina de manera directa al chorro líquido, provocando un reflejo de éste el cual es recogido por el captador de la cámara. El sistema de adquisición de imágenes se sincroniza con el motor a partir de la señal que proporciona el codificador angular una vez por vuelta.

Cámara rápida			
Modelo de cámara	Tipo de captador de imágenes	Rango dinámico máximo	Número de fotos máximo por segundo
Phantom V12.1	CMOS	12 bit	20978 fotos/s

Tabla 4.5: Características técnicas de la cámara rápida.

Como información adicional a la presentada en la tabla 4.5, se puede señalar que se ha utilizado un objetivo modelo *AF Micro-Nikkor 60 mm*.

La resolución de las imágenes y el tiempo de exposición utilizados en los ensayos fueron 515×515 y $49 \mu s$, respectivamente. Por otro lado, antes de la realización de los ensayos se toma una imagen de referencia de una escala graduada situada en el interior de la cámara de combustión. A partir de esta imagen se calcula la resolución espacial, parámetro necesario para obtener las medidas reales de los parámetros geométricos del chorro. Este valor está en torno a los 13.8 pixel/mm , variando ligeramente de ensayo a ensayo cuando había alguna operación de mantenimiento en el motor.

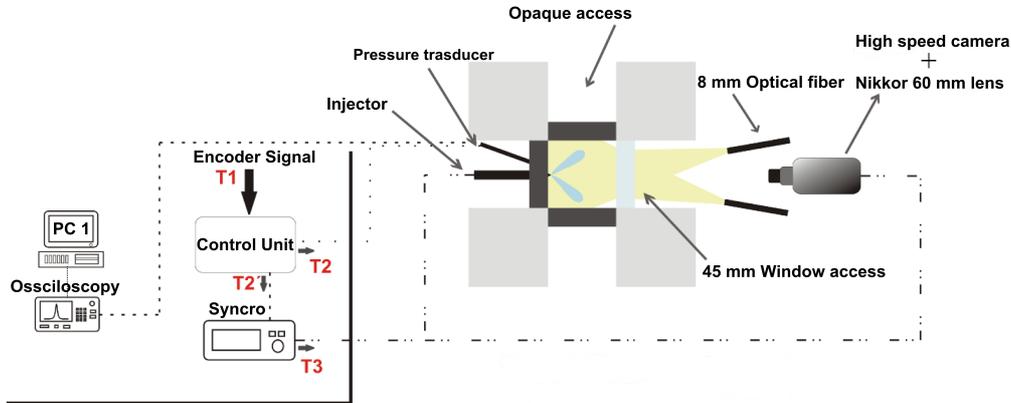


Figura 4.16: Montaje experimental en el motor maqueta el cual ya ha sido presentado en 4.2.3 para la aplicación de la técnica de iluminación directa por dispersión MIE (adaptada de Pastor y otros [15]).

Tratamiento de imágenes

Las imágenes tomadas son procesadas mediante el algoritmo desarrollado por Palomares [16], el cual sigue los siguientes pasos (figura 4.17):

I. Preprocesado: Grupo de operaciones que permiten corregir algunas imperfecciones o variaciones que poseen las imágenes en su origen, dando como resultado una imagen en condiciones de ser segmentada.

II. Segmentación y conectividad: Esta operación es la más crítica de todo el procesado. Consiste en la obtención de una imagen binaria, a partir de la imagen resultado del preprocesado, en la que se separe el chorro del fondo que lo rodea. Además de aplicar a las imágenes la operación de segmentación, se aplica la operación de conectividad, la cual consiste en eliminar los píxeles que no están vinculados con otros píxeles. Esta operación permite considerar exclusivamente los píxeles que pertenecen al chorro. Adicionalmente con esta operación se logran eliminar los reflejos obteniendo así una mejor precisión.

III. Postprocesado: Una vez que se obtiene la imagen binaria del chorro, se aplica un conjunto de operaciones que permiten calcular los parámetros macroscópicos de interés para el estudio de los chorros, concretamente la penetración axial (distancia máxima entre la tobera y el frente del chorro) y el ángulo de apertura, ambos referidos a la fase líquida del chorro diesel. La penetración axial se define como la distancia desde el origen del chorro hasta el frente del contorno detectado del chorro líquido. Este frente se define como la posición axial promedio de los puntos que distan del eje del chorro menos

de 1 mm. El ángulo del chorro líquido puede ser obtenido aplicando distintos criterios. En concreto, este se obtiene a través del ajuste estadístico de dos rectas (al 15, 30, 45, 60 y 75 % de la penetración del chorro) de los puntos del contorno detectados más cercanos al origen del chorro. De los criterios antes citados cabe destacar que en el de 15 % de la penetración del chorro, al tener muy pocos puntos en el contorno del chorro, se tendrá un ajuste estadístico de las dos rectas muy poco consistente. Por otro lado, también cabe indicar que en el de 75 % de la penetración del chorro el ajuste estadístico de las dos rectas se lleva a cabo con casi todos los puntos que conforman el chorro líquido, por consiguiente el ángulo que se obtiene es muy poco representativo del ángulo que se desea caracterizar.

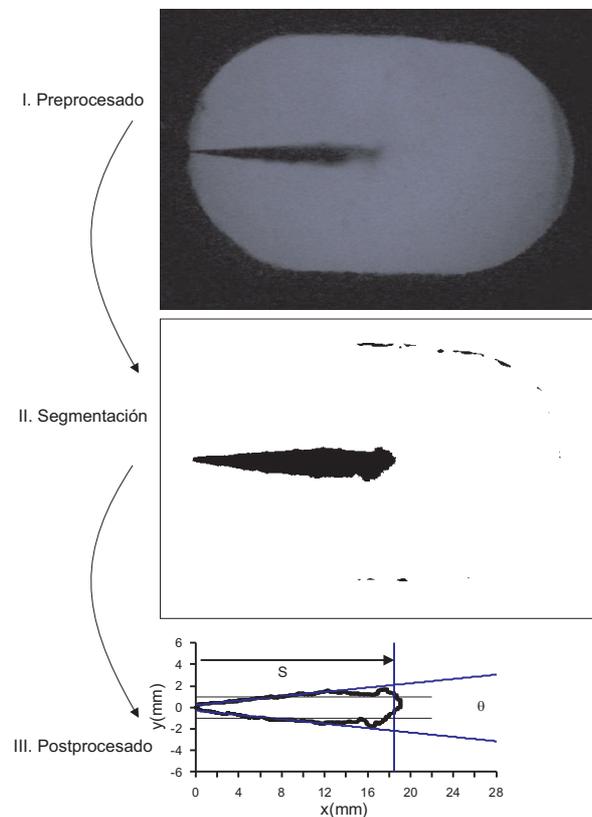


Figura 4.17: Algoritmo de procesado de imágenes. Se muestra en la parte superior una imagen original (ya reescalada), otra binarizada en el medio y una gráfica en la parte inferior en la que ilustran los parámetros medidos (adaptada de García [17]).

Finalmente, cabe indicar que una posible dificultad que se puede presentar al utilizar la técnica óptica *Iluminación directa por dispersión MIE*, es que la

iluminación del chorro a través de la fuente de luz de Xenon y una fibra óptica (previamente descritas) no sea la misma entre los ensayos realizados. Estas diferencias en iluminación podrían acarrear un comportamiento distinto en el algoritmo de procesamiento de las imágenes, lo que podría afectar a la determinación de la longitud líquida de evaporación. Con el fin de averiguar el efecto de una iluminación diferente del chorro sobre la determinación del valor de la longitud líquida de evaporación con el algoritmo antes citado, se han realizado dos ensayos en las mismas condiciones de operación, pero iluminando de manera diferente al chorro. Cabe destacar que en cada uno de estos ensayos se han grabado cinco repeticiones.

En la figura 4.18 se muestran imágenes de longitud líquida de evaporación correspondientes a una de las repeticiones de los ensayos realizados. En dicha figura se puede observar, que la iluminación es diferente entre los ensayos, ya que en uno se tiene un reflejo mientras que en el otro no. Sobre las imágenes se ha superpuesto un contorno blanco que representa el contorno del chorro, el cual es obtenido al aplicar el algoritmo de Palomares. Es a partir de este contorno con el que se define el valor de la longitud líquida de evaporación.

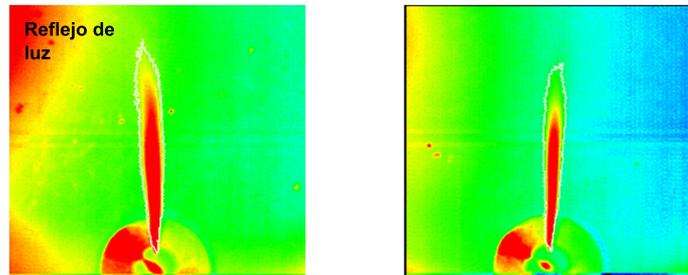


Figura 4.18: Imágenes de longitud líquida de evaporación. En la imagen de la izquierda se tiene un reflejo de luz, mientras que en la de la derecha no.

A la izquierda de la figura 4.19 se representa la evolución temporal de la longitud líquida de evaporación de cada una de las cinco repeticiones de los ensayos realizados durante un evento de inyección, y ello para las dos configuraciones de iluminación a las que se ha aludido en la figura 4.18. Mientras que a la derecha de la figura 4.19 se ilustra la evolución temporal del ángulo del chorro⁶, igualmente corresponden a cada una de las cinco repeticiones antes citadas. Se puede observar que tanto la evolución de la longitud líquida de evaporación como la del ángulo del chorro correspondientes a los ensayos realizados con iluminación muy diferente es muy similar. Por tanto, el iluminar de manera diferente el chorro entre los ensayos no tiene un efecto en la

⁶Éste se ha obtenido considerando el 60% de la penetración del chorro.

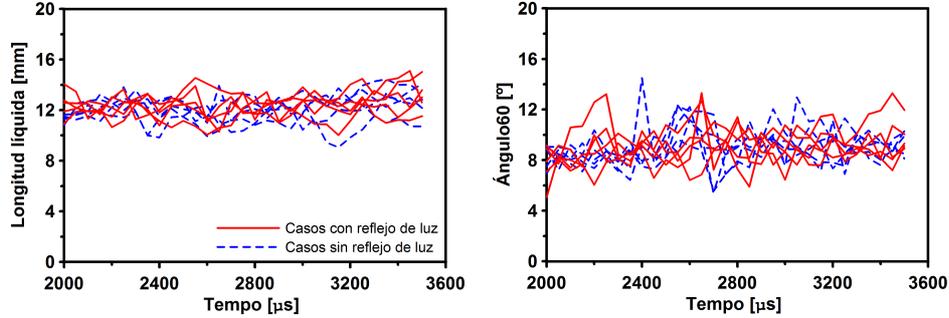


Figura 4.19: A la izquierda evolución temporal de la longitud líquida de evaporación. Y a la derecha evolución temporal del ángulo del chorro. Ambas evoluciones corresponden a un evento de inyección.

determinación tanto del valor de la longitud líquida de evaporación como del valor del ángulo del chorro a través del algoritmo de Palomares, lo cual da una mayor solidez a los resultados que se extraigan del análisis de las imágenes de longitud líquida de evaporación.

4.3.2. Visualización simultánea de la quimioluminiscencia de los radicales OH y de la radiación de las partículas de hollín

Para la caracterización de la longitud de lift-off se utiliza la técnica óptica *visualización de la quimioluminiscencia del radical OH*. Y para la caracterización de la concentración de hollín se utiliza el método unicolor propuesto por Monin [8], el cual se basa en la medición de la radiación de las partículas de hollín (aplicando la técnica óptica *visualización de la radiación de las partículas de hollín*) en una sola longitud de onda λ , y en la estimación de la temperatura de llama, la cual se determina de forma numérica, considerándola como la temperatura adiabática de llama, T_{ad} , que se define en función de la fracción másica de oxígeno (la cual ya ha sido presentada en § 4.2.3), para obtener finalmente el factor KL , el cual está relacionado con la concentración de hollín presente en la llama. Éste se deduce de la siguiente manera:

$$KL = -\lambda^\alpha \cdot \ln \left[1 - \frac{I_{soot} \cdot \lambda^5 \cdot \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T_{llama}}\right) - 1 \right)}{C_1} \right] \quad (4.9)$$

donde λ es la longitud de onda en la que se ha medido la radiación de las partículas de hollín, que en nuestro caso es de 550 nm , α depende de la longitud

de onda, del tamaño de las partículas y de su índice de refracción, su valor es de 1.39 [18], I_{soot} es la intensidad de radiación del hollín, C_1 y C_2 son las constantes de Planck, cuyos valores son $1.1910439 \cdot 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{m}^2/\text{sr}$ y $1.4388 \cdot 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K}$, respectivamente.

Cabe destacar que esta caracterización tanto de la longitud de lift-off como de la concentración de hollín se ha realizado en uno de los tres chorros (recordando que las toberas objeto de estudio son toberas de tres orificios).

Los elementos del sistema óptico que permiten aplicar estas dos técnicas de visualización se montan simultáneamente en unos perfiles de posicionamiento que se pueden desplazar en cualquier posición x-y-z (ver figura 4.20). Uno de los elementos que conforma a este sistema óptico es una cámara intensificada, denominada “cámara lenta”. Ésta lleva acoplado un estereoscopio que permite a la vez la visualización de la longitud de lift-off y de la concentración de hollín. En efecto, el estereoscopio es un instrumento que permite la adquisición de dos imágenes a la vez procediendo de la misma llama. En la figura 4.21 se puede observar que los rayos luminosos de la llama se filtran por un lado, con un filtro OH y, por otro lado, un filtro que permite la visualización del hollín. Posteriormente estas dos imágenes se ubican sobre el único sensor óptico de la cámara mediante dos espejos y un prisma.

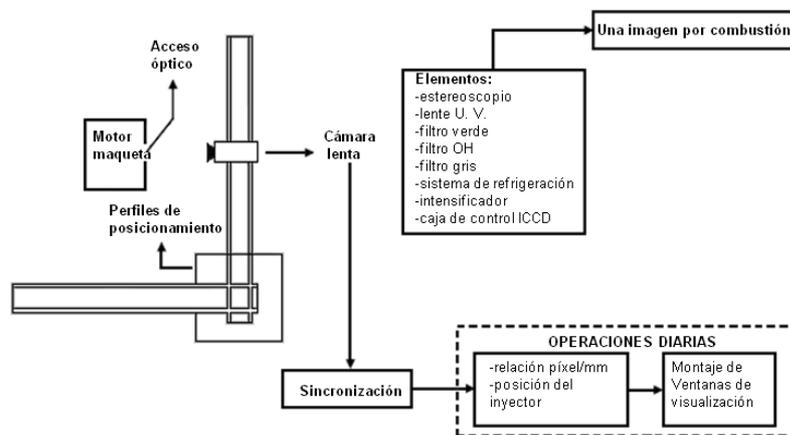


Figura 4.20: Esquema del montaje general.

El filtro que se utilizó para cuantificar la radiación del hollín con la cámara lenta se eligió para tener una longitud de onda cercana a la del OH que es de 310 nm pero en el rango del visible. Concretamente se eligió un filtro verde de

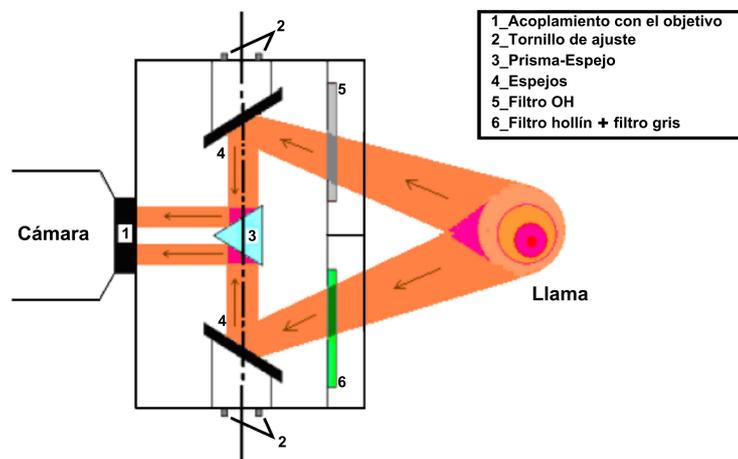


Figura 4.21: Esquema del estereoscopio.

550 nm. Adicionalmente, con el fin de no saturar la imagen del hollín, se ha utilizado un filtro gris⁷ delante del filtro verde.

La cámara lenta ICCD (*Intensified Charge Coupled Device*) permite tomar una sola foto por ciclo con una resolución de 512 x 512 píxeles. Ésta lleva incorporado un intensificador que permite distinguir luminosidades muy bajas (lo que es necesario para visualizar la especie OH) adaptando la ganancia de la cámara. Adicionalmente, ésta lleva incorporado un sistema de refrigeración que permite mantenerla en condiciones de temperatura aceptable para su funcionamiento. Las características técnicas de la cámara se describen en la tabla 4.6.

Cámara lenta intensificada			
Modelo de cámara	Modelo CDD	Rango dinámico máximo	Número de fotos máximo por segundo
Lavision Dynamight	TH7895M	16 bit	1.3 fotos/s

Tabla 4.6: Características técnicas de la cámara lenta intensificada.

⁷Filtro de densidad neutra que actúa como atenuador de una determinada proporción de la luz procedente de la llama, por ejemplo con un filtro gris de 0.5 se atenúa una proporción de aproximadamente el 50% de la luz procedente de la llama.

Como información complementaria a la presentada en la tabla 4.6, se puede indicar, por un lado, que el intensificador utilizado en la cámara es del tipo 2 Gen. 18 mm, y, por otro lado, que se ha utilizado un objetivo de 60 mm de focal.

Como se destacó en § 4.2.3, en la presente tesis doctoral los ensayos se han realizado variando la fracción másica de oxígeno en el cilindro en el rango entre 23 y 13.5 %. Por consiguiente, en función de la fracción másica de oxígeno en el cilindro se tendrá una determinada radiación de la quimioluminiscencia del radical OH (tanto más importante cuanto mayor sea la fracción másica de oxígeno en el cilindro) y una determinada radiación del hollín. Por esta razón, en función de la fracción másica de oxígeno en el cilindro, se ha buscado por un lado, el valor de ganancia óptimo de la cámara (en el presente estudio se han utilizado los siguientes valores de ganancia: 80, 83, 84, 85, 87, 89, 90, 92, 94, 95, 96, 97, 98 y 99) con la intención de visualizar correctamente la especie OH, y por otro lado, un filtro gris (en el presente estudio se han utilizado los siguientes filtros grises: 0.1, 0.3162, 0.5012, 1, 3.162, y 5.0119), que como ya se indicó previamente, éste se coloca delante del filtro verde, con el propósito de no saturar la imagen del hollín.

Debido a las exigencias de la cámara lenta, en el presente estudio se tomará una sola foto por ciclo para la caracterización de la longitud de lift-off y de la concentración de hollín. Concretamente esta foto se tomará justo cuando el pistón se encuentra en la posición del PMS, dado que como se destacó en § 4.2.3 es aquí en donde las condiciones termodinámicas en cilindro son más estables. Con el fin de asegurar que durante la adquisición de la foto en el PMS se tiene un proceso de inyección en fase cuasi-estacionaria se ha posicionado el pulso de inyección de tal manera que coincida con el PMS (ver figura 4.22).

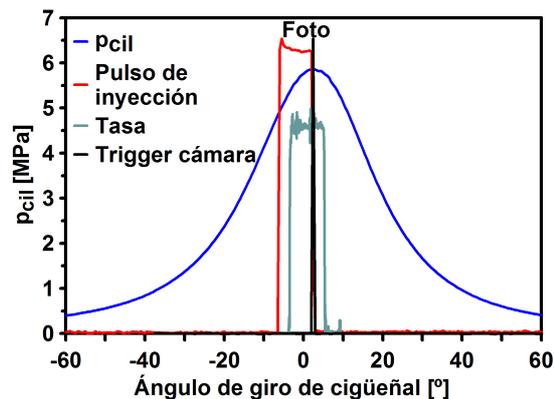


Figura 4.22: Posición en el ciclo del motor de los eventos más relevantes del ensayo.

Al igual que en la técnica de iluminación directa por dispersión MIE, ya descrita en § 4.3.1, antes de la realización de los ensayos se toma una imagen de referencia de una escala graduada situada en el interior de la cámara de combustión. A partir de esta imagen se calcula la resolución espacial, parámetro necesario para obtener las medidas reales de los parámetros geométricos del chorro. Este valor es de aproximadamente 8.9 pixel/mm en los ensayos realizados, variando ligeramente de ensayo a ensayo cuando había alguna operación de mantenimiento en el motor.

Tratamiento de imágenes

El tratamiento de las imágenes tomadas tienen como objetivo cuantificar la longitud de lift-off, la longitud de llama y obtener el factor KL a partir de la intensidad de radiación del hollín. Este tratamiento de las imágenes consiste en seguir los siguientes pasos:

I. Segmentación y conectividad: La segmentación consiste en obtener una imagen binaria en la cual se ha separado del fondo. Para ello es necesario determinar un nivel digital ND_{umbral} que distinga los píxeles del fondo de los que son la llama. El punto fundamental de esta operación es la elección de un criterio que permita definir para qué nivel digital se halla la frontera entre el fondo y la llama. El nivel digital ND_{umbral} se obtiene como un porcentaje β_{umbral} de diferencia entre el nivel digital medio de los píxeles de fondo, ND_{fondo} , obtenidos con el promedio de píxeles que se cogen del fondo, y los más luminosos de las imágenes ND_{max} :

$$ND_{umbral} = ND_{fondo} + \beta_{umbral} \cdot (ND_{max} - ND_{fondo}) \quad (4.10)$$

El criterio que se emplea en la presente tesis es el mismo que ha utilizado García en su trabajo [17]. Además criterios de este tipo ya han sido empleados frecuentemente para umbralizar imágenes, y presentan como único inconveniente el hecho de que el porcentaje β_{umbral} con el que se define el límite es arbitrario. Frente a ello, hay que mencionar que se ha intentado elegir ese límite de una manera lo más adecuada posible:

- como se verá más adelante, debido a la contaminación de los otros dos chorros no caracterizados, se ha dificultado extraer la longitud de lift-off real. No obstante con el fin de eliminar la contaminación de los otros dos chorros no caracterizados y así de esta manera poder extraer información acerca de una longitud de lift-off representativa a la real, se ha

buscado un porcentaje β_{umbral} para las imágenes que se han obtenido con el método de visualización de la quimioluminiscencia del radical OH. Concretamente se ha aplicado a las imágenes un porcentaje β_{umbral} de 35 %.

- el porcentaje β_{umbral} para las imágenes obtenidas con la visualización del hollín se ha definido siguiendo el siguiente procedimiento: se han aplicado diferentes porcentajes β_{umbral} (5, 6, 7 y 8 %) a una imagen, y posteriormente se comparó cada una de las imágenes binarias (que se obtuvieron en cada uno de los porcentajes β_{umbral} aplicados), con la imagen real (imagen bruta) con el fin de averiguar con qué porcentaje β_{umbral} se obtiene una imagen binaria que corresponde mejor a la imagen bruta (es decir, una imagen binaria que coincida exactamente con la imagen bruta). De esta manera se logra delimitar de manera precisa el contorno de la llama evitando considerar píxeles del fondo. Posteriormente esto se ha confirmado con otras imágenes elegidas al azar. Al llevar a cabo este procedimiento se ha encontrado un porcentaje β_{umbral} de 8 %, por tanto éste es el que se ha utilizado en los ensayos realizados.

Además de aplicar un umbral a las imágenes, se realiza una operación de “conectividad”, similar a la que se ha llevado a cabo en las imágenes de longitud líquida de evaporación.

II. Calibración: Las imágenes obtenidas a partir de la cámara lenta intensificada son una matriz de niveles digitales. La calibración permite pasar la imágenes de nivel digital a valor de radiación. Lo anterior no es necesario para las imágenes del OH, ya que éstas son utilizadas para obtener la longitud de lift-off, y para lograr esta obtención no se requiere conocer el valor absoluto de la radiación. Para el caso de las imágenes del hollín, en cambio, sí es necesario conocer el valor de radiación, ya que ésta es indispensable para la determinación del factor KL. Esta calibración se lleva a cabo a través de una lámpara calibrada de tungsteno (ver figura 4.23). Esta última es alimentada con un sistema eléctrico, el cual ésta compuesto de una fuente de tensión y una resistencia variable colocada en serie con el mismo. Esta última permite controlar la intensidad eléctrica de alimentación con una precisión de $\pm 0.1 A$. Se dispone de una calibración espectral de la lámpara en cinco puntos de funcionamiento definidos por las intensidades de 9.1, 10.4, 11.7, 13, y 14 A.

La calibración ha permitido conocer, para cada punto de funcionamiento, la radiancia espectral emitida por la lámpara a través de un área definida por un diámetro de 25 mm centrada en la parte frontal de la lámpara.



Figura 4.23: Lámpara de calibración. A la izquierda corresponde a la parte frontal de la lámpara. Y a la derecha corresponde a la parte lateral de la lámpara (adaptada de García [17]).

El procedimiento para realizar la calibración de radiancia consiste en utilizar el mismo sistema óptico (cámara, filtros, etc.) con el que se obtienen las imágenes en el motor, con una distancia desde la parte frontal de la lámpara al sistema óptico que es igual a la que existe entre la llama y el sistema óptico cuando se está efectuado la adquisición de imágenes. En dicha calibración de radiancia se adquieren 20 imágenes de la lámpara en cada una de las configuraciones de ensayo. Se compara la media aritmética de los niveles digitales de los píxeles en el área de diámetro de 25 mm de referencia con los valores de calibración de la lámpara, y de esta manera se obtienen las rectas de calibración para determinada longitud de onda. En la figura 4.24 se muestran las rectas de calibración para la longitud de onda de 550 nm , para cuatro filtros grises (0.3162, 0.5012, 1 y 1.5847^8) y para 9 ganancias de la cámara lenta (85, 87, 89, 90, 92, 94, 95, 96, 97, 98, y 99).

III. Obtención de los perfiles: Los perfiles tanto del OH como del hollín se obtienen de la siguiente forma: en cada sección⁹ de la llama se realiza la media de la intensidad luminosa de los píxeles que se consideran como llama.

⁸Éste se obtiene combinando los filtros grises: 3.162 y 0.5012.

⁹Aquí sección se define como la región perpendicular al eje del chorro en una posición x determinada.

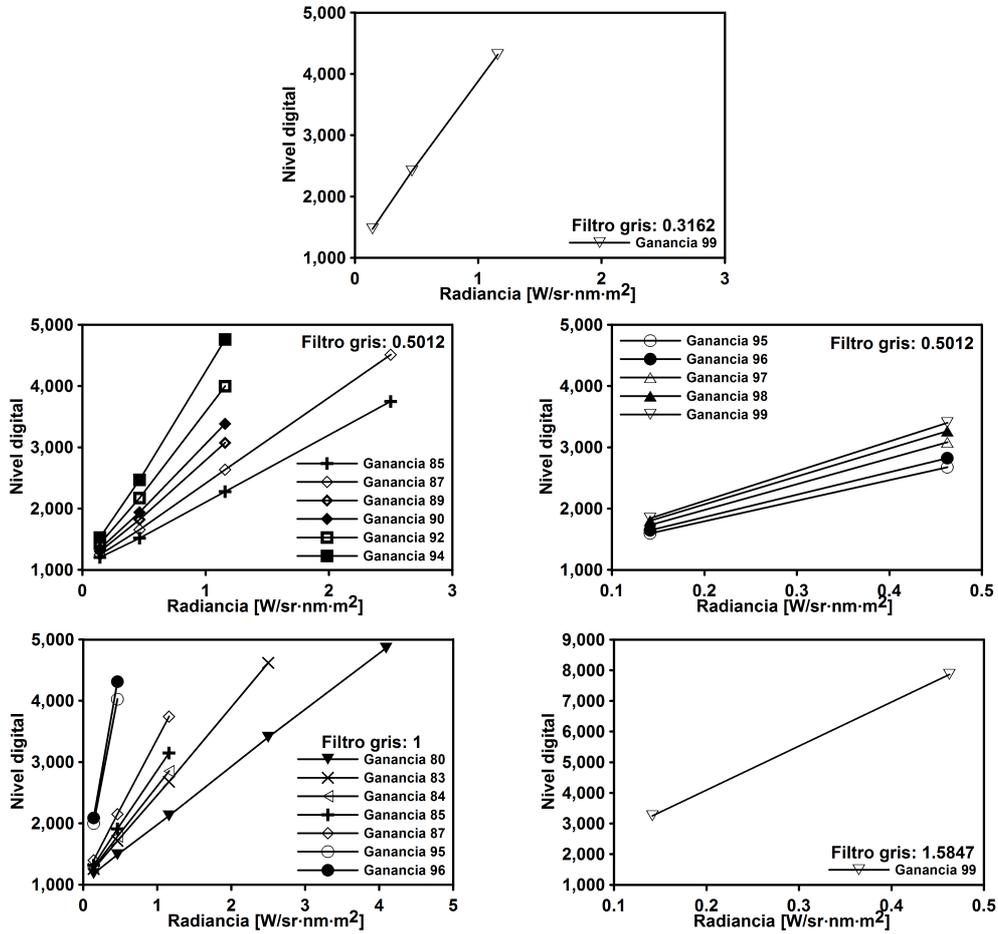


Figura 4.24: Rectas de calibración obtenidas para el sistema óptico empleado.

En primer lugar, en la figura 4.25 se representa el perfil de intensidad del OH¹⁰ en ésta las líneas continuas de color blanco que aparecen representan la sección a partir de la cual se ha obtenido un valor medio de la intensidad, con la intención de construir dicho perfil de intensidad del OH. Adicionalmente, en ésta se representa el límite de la ventana mediante una curva de color blanco. Como se puede observar la llama rebasa el borde de la ventana de visualización (hecho que se ha tenido presente en todos los ensayos realizados), por esta razón no se pudo observar la longitud real de la llama. En consecuencia,

¹⁰A partir del cual se extrae la información de la longitud de lift-off, recordar que esta longitud es representativa a la real, dado que se ha utilizado un porcentaje β_{umbral} elevado con el fin de eliminar la contaminación de los otros dos chorros no caracterizados.

ha sido necesario desarrollar una metodología para predecir una longitud de llama teórica que se tendría para cada uno de los ensayos realizados, la cual consistió en predecir dicha longitud de llama a partir de un caso de referencia en el que se tenían garantías de conocer la longitud de llama. No obstante, en el anexo 4.A se dan más detalles acerca de esta metodología.

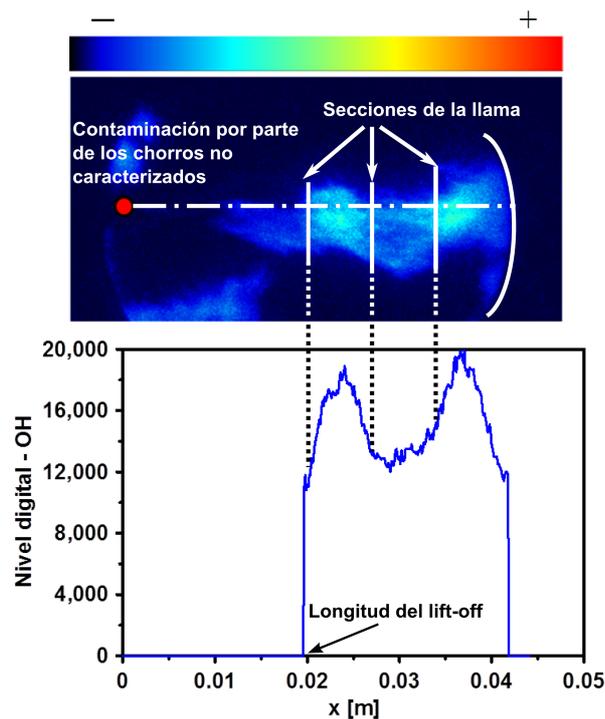


Figura 4.25: En la parte superior se muestra una imagen obtenida de la visualización de la quimioluminiscencia de los radicales OH . Y en la parte inferior se ilustra el perfil de intensidad del OH . Ésta información corresponde a un ensayo de la tobera cilíndrica realizado bajo las siguientes condiciones: a una temperatura y densidad del aire de 938.88 K y 22.08 kg/m^3 respectivamente, una fracción másica de oxígeno de 22.37% , y una $p_{raíl}$ de 36 MPa .

En segundo lugar, en la figura 4.26 se representa el perfil de intensidad del hollín, a partir de éste entre otros aspectos se extrae la información de la longitud de llama, que como se ha destacado previamente ésta no corresponde a la longitud real de la llama.

Finalmente, en la figura 4.27 se representa el factor KL en función de la posición axial del chorro, el cual se ha obtenido a partir de la intensidad

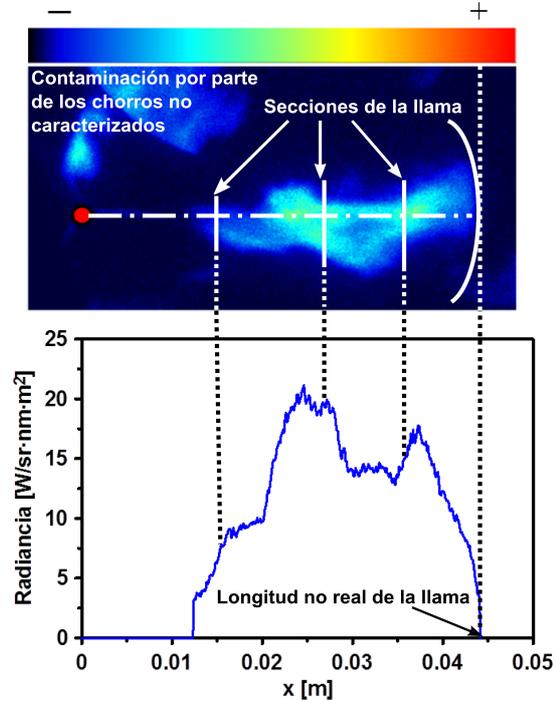


Figura 4.26: En la parte superior se muestra una imagen obtenida de la visualización de la radiación de las partículas de hollín. Y en la parte inferior se muestra el perfil de intensidad del hollín. Igualmente esta información se ha obtenido del ensayo descrito en la figura 4.25.

del hollín, de la temperatura adiabática de llama, y con la aplicación de la ecuación 4.9 (la cual ya ha sido presentada en § 4.3.2).

4.4. Herramientas teóricas

4.4.1. Modelo de diagnóstico de la combustión

Los modelos de diagnóstico de la combustión son una de las principales herramientas que se tienen para estudiar y analizar el proceso de combustión en todo tipo de motores [19]. Como resultado principal proporciona la fracción de calor liberado (FQL), y para esto es necesario proporcionarles como entradas tanto la señal de presión instantánea medida en el interior del cilindro, como varios datos del motor y de su funcionamiento derivados de la instrumentación utilizada, además de las características de los fluidos empleados.

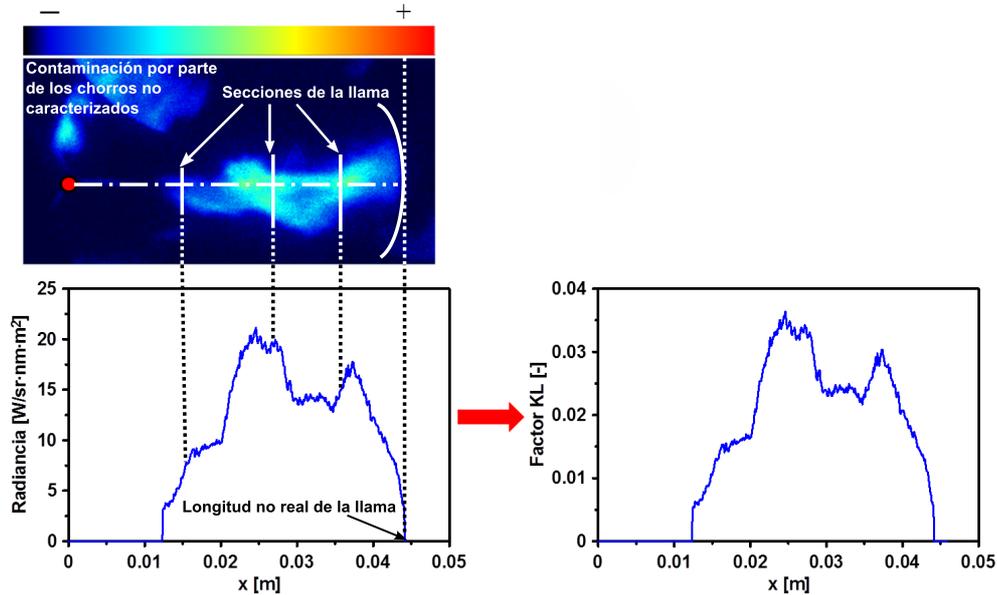


Figura 4.27: Obtención del factor KL .

Estos modelos suelen ser cero dimensionales, de una zona (especialmente para motores diesel), y están basados en la resolución del primer principio de la termodinámica para sistemas abiertos y en la ecuación de estado.

El modelo de diagnóstico empleado en la presente tesis doctoral cumple lo previamente dicho y se denomina (CALMEC) [20, 21]. Las diferencias más importantes entre el resultado del modelo y los valores reales están íntimamente relacionadas con las hipótesis asumidas, las cuales se describen seguidamente:

- *La presión se asume uniforme en la cámara de combustión.* Esta hipótesis es válida debido a que las velocidades del fluido y de propagación de llama son mucho más bajas que las del sonido.
- *El fluido que evoluciona en la cámara es una mezcla de aire, combustible y productos quemados estequiométricamente.* La consideración de los productos quemados de manera estequiométrica como una especie es razonable si se considera una combustión por difusión, como es el caso en la presente tesis.
- *La mezcla que evoluciona se comporta como un gas perfecto.* Esta hipótesis es razonablemente válida dentro del rango de presiones y temperaturas que existen en la cámara de combustión [22]. La energía interna de

la mezcla se calcula a partir de las correlaciones en función de la temperatura para cada una de las especies ponderando con la fracción másica de cada especie. Las correlaciones para este cálculo se localizan en [20].

- *La temperatura media en el interior de la cámara de combustión es la utilizada en el cálculo de la energía interna de cada especie.* Con esta hipótesis se comete un error para los productos quemados, sobre todo en los primeros instantes de la combustión. Seguidamente este error, se reduce como consecuencia de la dilución y la transmisión de calor.
- *El calor transmitido a las paredes se calcula considerando como coeficiente de película el propuesto por Woschni [23].* Si bien la dependencia funcional del coeficiente de película es el propuesto por Woschni, los coeficientes utilizados difieren de los propuestos originalmente. El modelo emplea ensayos de motor arrastrado para ajustar sus propios coeficientes [19]. Como temperatura del gas se considera la temperatura media de la masa que evoluciona en el cilindro, y como temperatura de pared se considera un valor constante para todo el ciclo, pero diferenciando entre pistón, culata y cilindro. Las temperaturas de las paredes se calculan por medio de una correlación de tipo empírico que tiene en cuenta tanto el régimen como el grado de carga del motor.

En relación con las hipótesis que se acaban de describir, las ecuaciones fundamentales en las que se basa el modelo de diagnóstico son la ecuación de estado de los gases perfectos (descrita en 4.11) y el primer principio de la termodinámica aplicando a la mezcla de gases que se encuentra en el interior del cilindro (descrito en 4.12):

$$p \cdot V = m \cdot R_m \cdot T_m \quad (4.11)$$

$$d(m \cdot u) = -p \cdot dV + h_f \cdot dm_f - h_m \cdot dm_{bb} + \dot{Q}_L - \dot{Q}_W \quad (4.12)$$

donde p es la presión instantánea en la cámara de combustión medida en el ensayo experimental, V es el volumen total, siendo este volumen el formado por la cámara de combustión, el volumen del cilindro (variable con el ángulo de giro del cigüeñal) y una variación del volumen de acuerdo a las deformaciones mecánicas que se producen en el motor; m es la masa atrapada en el cilindro, su cálculo se hace teniendo en cuenta la masa admitida (aire + gases de escape recirculados), la masa de residuales y la de cortocircuito, la masa de *blow-by* y la masa de combustible inyectada; R_m es la constante de la mezcla que

evoluciona en el cilindro, calculada como la media ponderada de las constantes individuales de cada una de las especies que componen la mezcla; T_m es la temperatura de la mezcla que evoluciona dentro del cilindro; u es la energía interna específica de la masa atrapada; h_f es la entalpía del combustible; m_f es la masa de combustible inyectada; h_m es la entalpía de los gases contenidos en el cilindro; m_{bb} es la masa de *blow-by*; \dot{Q}_L es la tasa de calor liberado por la combustión (incógnita del problema) y finalmente \dot{Q}_W representa la tasa de calor transmitido a las paredes.

Con la resolución de estas ecuaciones y una serie de cálculos derivados, el modelo de diagnóstico proporciona la FQL así como la evolución de diferentes variables físicas en el interior del cilindro y una serie de parámetros de inyección / combustión con carácter promedio, entre otros el inicio de inyección y el tiempo de retraso.

4.5. Conclusiones

En este apartado se agrupan las herramientas que serán utilizadas en cada uno de los objetivos específicos que ya han sido descritos § 3.3 con el fin de poder alcanzarlos.

En cuanto al primer objetivo específico, el cual consiste, por un lado, en estudiar el efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección (con el fin de confirmar el incremento de ésta cuando aparece la cavitación) y analizar las causas de este incremento. Y, por otro lado, en averiguar qué tiene más influencia sobre la velocidad efectiva de inyección, si la conicidad de la tobera o el fenómeno de la cavitación. *Para llevar a cabo este objetivo se utilizará el tasímetro y la maqueta de cantidad de movimiento.*

En referencia al segundo objetivo específico, el cual consiste, por un lado, en estudiar el efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla, específicamente sobre el ángulo del chorro (con el propósito de confirmar el incremento de este último, consecuencia de la cavitación), y, por otro lado, en averiguar el posible potencial de la tobera cilíndrica sobre el proceso de mezcla. *Para ello se utilizará el motor maqueta en la configuración evaporativa pero no reactiva, la técnica óptica “iluminación directa por dispersión MIE”, el motor monocilíndrico, y el modelo de diagnóstico de la combustión.*

Y, finalmente, en relación al tercer objetivo específico, el cual consiste en estudiar la influencia de la cavitación sobre la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín, *se utilizará el motor maqueta (pero ahora en la configuración evaporativa y reactiva), la técnica óptica “visualización simultanea*

de la quimioluminiscencia del radical OH y de la concentración de hollín”, y el motor monocilíndrico.

4.A. Anexo: Longitud de llama teórica

Como se destacó en § 4.3.2 la llama rebasaba el borde de la ventana de visualización (hecho que se ha tenido presente en todos los ensayos realizados), por esta razón, no se ha observado la longitud real de la llama. Cabe mencionar que no siempre la longitud real de la llama es la longitud que se tendría en estacionario, que es la que realmente interesa, tal y como se verá más adelante. Seguidamente se describe la metodología que se ha seguido para predecir una longitud de llama teórica que se tendría para cada uno de los ensayos realizados.

Para predecir la longitud de llama teórica se han efectuado dos pasos: en primer lugar, se ha buscado un caso de referencia en el que se tienen garantías de conocer una longitud de llama experimental fiable, y en segundo lugar se ha definido un método para extrapolar, a partir de ese caso de referencia, la longitud de llama a otras condiciones. Estos dos pasos se describen en los siguientes subapartados.

4.A.1. Longitud de llama de referencia

Respecto al primer paso, cabe indicar que el caso de referencia en el que se tienen garantías de conocer una longitud de llama experimental fiable, se ha seleccionado del trabajo de Monin [8], en el cual se ha utilizado una metodología tanto experimental como del tratamiento de los ensayos similar a la que se ha empleado en la presente tesis doctoral. Concretamente el caso de referencia que se ha seleccionado corresponde a una longitud de llama medida en una tobera de $50 \mu m$, a un nivel de p_{rail} de $150 MPa$, y a una fracción molar de oxígeno atmosférica, dado que en estas condiciones es muy probable que se tenga una longitud de llama estabilizada en un tiempo razonablemente pequeño. No obstante, con el fin de asegurar que en el caso de referencia seleccionado se tiene realmente una longitud de llama estabilizada, se ha hecho un estudio en el código comercial FLUENT [24] sobre el tiempo característico de estabilización de un frente de llama. Seguidamente se describen los detalles sobre dicho estudio.

Tiempo característico de estabilización de un frente de llama

Para el estudio de este tiempo característico de estabilización de un frente de llama se han realizado simulaciones en el código comercial FLUENT [24]. Este código de cálculo está concebido para resolver problemas tridimensionales de flujo con gran variedad de condiciones (fluidos compresibles o incompresibles, en condiciones laminares o turbulentas) y geometrías mediante el método de los volúmenes finitos. Las simulaciones que se han realizado corresponden a chorro gaseoso (es decir, condiciones simplificadas), y son las siguientes:

- **Chorro no reactivo:** en este caso únicamente hay mezcla y calentamiento del combustible por contacto con el aire.
- **Chorro reactivo atérmico** (es decir, existe reacción de combustión pero sin liberación de calor).
- **Chorro reactivo normal** (con liberación de calor asociada a la combustión).

Estos chorros son inyectados en un recinto abierto cuya definición geométrica se detalla en la figura 4.28. De manera complementaria cabe señalar, como aspecto simplificador con el que se han efectuado los cálculos, que dichos cálculos se han realizado con una configuración de chorro libre sin movimiento del aire, lo que implica que el chorro tiene una estructura axisimétrica que permite resolver el problema en coordenadas cilíndricas y con un dominio bidimensional que se corresponde con el plano de simetría del chorro.

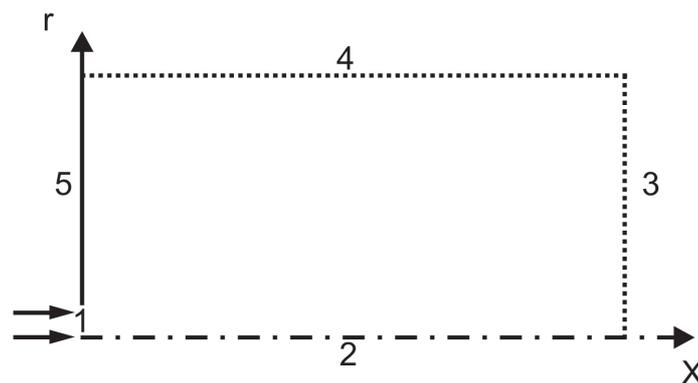


Figura 4.28: Dominio de cálculo. 1. Orificio de inyección. 2. Eje del chorro. 3 y 4 Entradas y salidas de flujo. 5. Pared.

En lo que a geometría se refiere, el código permite definir mallados no uniformes, de manera que el tamaño de las celdas se puede adecuar a las necesidades de la resolución existentes en cada región del dominio que se está modelando. Este punto es muy importante debido a que la precisión que se requiere en torno al orificio del inyector es mayor que la requerida en las zonas alejadas del mismo. Gracias a esta característica del código es posible ajustar mejor el número de celdas a la hora de discretizar el dominio, aumentando la precisión donde es necesario. El tamaño de dominio de cálculo se ha definido considerando el concepto de diámetro equivalente del problema, d_{eq} , teniendo todas las simulaciones unas dimensiones de $120d_{eq} \times 55d_{eq}$. De esta manera, prácticamente todo el chorro queda dentro del dominio, independientemente de las condiciones del problema y además se mantiene la resolución del problema al cambio espacial de las propiedades del chorro [17]. A su vez, dicho dominio se ha discretizado en 350×52 celdas, tamaño al que se ha llegado tras un proceso de optimización de malla por comparación entre diferentes resoluciones.

Teniendo presente todas las consideraciones anteriormente descritas, en la figura 4.29 se muestra por un lado, la malla utilizada en la realización de las simulaciones, y por otro lado, un detalle de la zona cercana a la tobera.

Dado que el problema de los casos de estudio es un problema turbulento, es necesario elegir un modelo de turbulencia dentro de los que ofrece el código de cálculo FLUENT. Por esta razón se ha seleccionado el modelo de turbulencia $k - \varepsilon$ con la mayoría de las constantes que aparecen por defecto en el código y que suelen estar aceptadas en gran parte de los problemas a los que se aplica el citado código de cálculo [25]. Las únicas constantes que se han modificado del modelo de turbulencia son los números de Schmidt y de Prandtl turbulentos, igualándolos a la unidad de manera que se obtienen soluciones similares de la velocidad axial, de la fracción másica de combustible y de la entalpía.

Por otra parte, el código dispone de diferentes posibilidades para la resolución de las ecuaciones de conservación de las especies y de la energía con diferentes enfoques. El criterio que se ha seleccionado tanto para la mezcla no reactiva como para la reactiva resuelve una ecuación de transporte para la energía, y $n - 1$ ecuaciones de transporte de fracción másica para un problema de n especies, donde las ecuaciones de transporte tienen la estructura clásica con términos no estacionarios, convectivos, difusivos y fuente. Para el caso de mezcla no reactiva, el término fuente es nulo. En las simulaciones con reacción de combustión el término fuente se puede calcular según diferentes modelos de entre los cuales se ha seleccionado, según la nomenclatura FLUENT, el modelo *Eddy Dissipation* (ED). Este modelo es similar a la generalización del modelo *Eddy Breakup* de Spalding realizada por Magnussen y Hjertager [26].

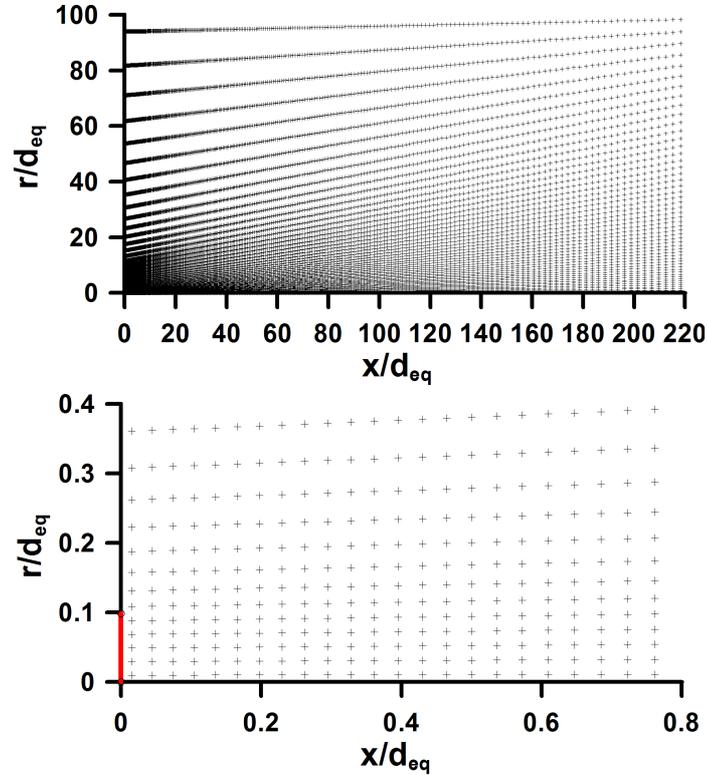


Figura 4.29: Ejemplo de mallado utilizado. La parte superior representa todo el dominio, y la inferior únicamente la zona cercana a la tobera. El diámetro geométrico de orificio de salida es de 0.2 mm y el diámetro equivalente del problema en este caso es de 1.02 mm.

En este caso el término fuente es el resultado de la mezcla turbulenta entre reactivos, dependiendo únicamente de la fracción másica de especies y de los términos de generación y disipación de turbulencia.

Además, se ha empleado como ecuación de estado para la mezcla gaseosa la hipótesis de gas perfecto que FLUENT denomina como de gas *incompresible*, en la que el código utiliza una composición y temperatura local pero la presión es definida por el usuario, siendo ésta para los casos de estudio la media en el dominio abierto. De esta manera el campo de presiones se desacopla de la ecuación de estado local.

En lo que se refiere a los esquemas numéricos de cálculo utilizados cabe mencionar que FLUENT ofrece la posibilidad de trabajar con dos solvers, según el acoplamiento entre las diversas ecuaciones de conservación, denominados “*segregated*” y “*coupled*”. El primero es más rápido, pero también menos

Solver	Coupled
Formulación temporal	Implícita de primer orden
Ecuación de conservación	1 st order upwind
Tipo de especies	Gases ideales incompresible
Modelo de turbulencia	$k - \varepsilon$
Multifase	Desconectada
Presión	Standard

Tabla 4.7: Principales opciones de cálculo utilizadas en la ejecución de las simulaciones.

estable en la convergencia al pasar a problemas con diferencias elevadas de densidad y temperatura entre combustible y aire, a menos que se emplee el modelo de densidad incompresible. Con el segundo se eliminan estas inestabilidades, pero el tiempo de ejecución es muy elevado. Así pues, se ha empleado este último. Se ha utilizado como esquema de discretización el 1st order upwind en la resolución de las ecuaciones del momento, $k - \varepsilon$, especies y energía.

A modo de resumen, en la tabla 4.7 se ilustran las principales opciones de cálculo utilizadas en el modelo CFD con FLUENT.

Seguidamente se pasan a detallar las condiciones de entrada que han sido necesarias a la hora de ejecutar el código de cálculo.

- *Especie combustible:* se ha utilizado un hidrocarburo de cadena sencilla con peso molecular y relación hidrógeno-carbono similar al que tiene el combustible diesel ($C_{16}H_{34}$).
- *Especie aire:* se ha utilizado una mezcla de oxígeno y nitrógeno independientemente de si el caso es reactivo o no, con un peso molecular determinado.
- *Temperatura:* se ha empleado 300 K como temperatura de entrada del combustible, y en cuanto a la temperatura ambiente del aire se ha seleccionado 1000 K.
- *Diámetro del orificio:* se ha utilizado 0.2 mm como diámetro del orificio.
- *Velocidad de salida del gas inyectado:* se ha elegido un valor constante con el tiempo (300 m/s).

Para las diferentes ejecuciones llevadas a cabo se han variado algunos de los parámetros antes mencionados. Seguidamente se pasan a describir los resultados que se han obtenido.

Para la simulación del caso de chorro no reactivo, las superficies que tienen sentido estudiar son las de un dosado determinado (que puede ser cualquiera; en la figura 4.30 se ha utilizado el F_r de 1, 2 y 4), mientras que en los reactivos únicamente tiene sentido centrarse en la zona del frente de llama (lugar donde tiene lugar la reacción). Asimismo en la figura 4.30 se puede observar la penetración (a lo largo del eje del chorro) de las superficies características (de dosado constante, en el caso no reactivo, o del frente de llama, en el caso reactivo).

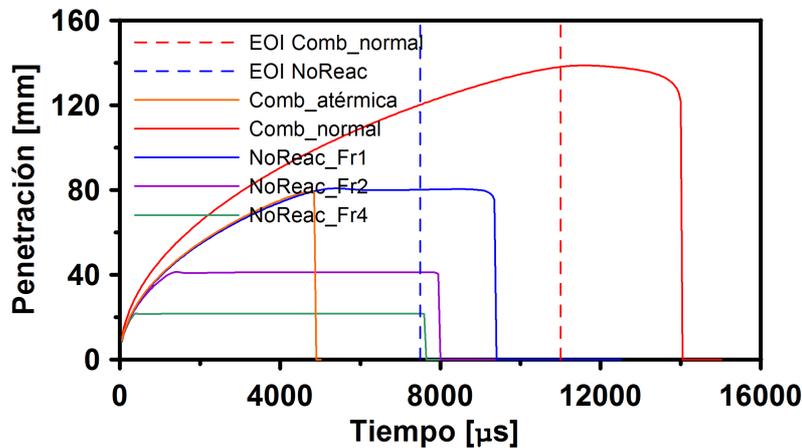


Figura 4.30: Penetración de las superficies características.

A partir de la figura 4.30 se pueden destacar varios aspectos:

- el caso no reactivo y el reactivo atérmico son coincidentes cuando se considera el $F_r = 1$ (eso quiere decir que el frente de llama se sitúa en la superficie estequiométrica).
- el caso reactivo con liberación de calor (el “normal”) tiene una distancia y un tiempo de estabilización muy superior al caso no reactivo.
- Cuando para el caso no reactivo se consideran dosados relativos más altos, se reduce tanto la distancia como el tiempo de estabilización. Esto pone de manifiesto, por ejemplo, que la longitud líquida (que tiene siempre lugar a un dosado bastante rico - aproximadamente F_r entre 3 y 8 -) se estabiliza muy rápido.

A la vista de estas observaciones se puede concluir que existe una correlación directa entre longitud y tiempo de mezcla / reacción: *cuanto mayor es la longitud característica, mayor es también el tiempo característico.*

De esta simulación se ha podido determinar el tiempo necesario para la estabilización del frente de llama: para el caso simulado es del orden de **12 ms**. Cabe señalar que este tiempo, depende tanto de las características geométricas del chorro (diámetro en la sección de salida del orificio de la tobera y ángulo del chorro) como de las condiciones operativas (velocidad efectiva de inyección y densidad del medio en el que se inyecta). Para pasar de las condiciones particulares de la simulación realizada en FLUENT a cualquier otra condición se utilizará la teoría de chorros propuesta por López [27]. No obstante a modo de resumen se destacan a continuación algunos puntos principales de dicha teoría de chorros.

En la ecuación 4.13 se describe la expresión de la normalización del tiempo (t^*):

$$t^* = \frac{t \cdot \tan(\theta/2) \cdot u_{eff}}{d_{eq}} \quad (4.13)$$

donde t es el tiempo, u_{eff} es la velocidad efectiva de inyección, d_{eq} es el diámetro equivalente, y $\tan(\theta/2)$ es el ángulo del chorro, en donde este último para el caso de FLUENT, se buscará a partir de la evolución de la concentración de combustible en el eje de de la siguiente [27]:

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = d_{eq} \cdot \frac{d\left(\frac{1}{Y_f}\right)}{dx} \quad (4.14)$$

Mientras que para los casos reales en los que se desea conocer el tiempo de estabilización del frente de llama, el ángulo del chorro se encontrará a partir de la siguiente ecuación empírica¹¹ [27]:

$$\tan(\theta/2) = 0.5353 \cdot \left(\frac{\rho_a}{\rho_f}\right)^{0.32} \quad (4.15)$$

donde ρ_a y ρ_f , es la densidad del aire y del combustible respectivamente.

Teniendo en cuenta lo previamente descrito, y asumiendo un valor de p_{back} de 6 MPa, un coeficiente de velocidad de 0.95, una densidad del combustible y del aire de 830 y 27 kg/m³, respectivamente. Se ha determinado el tiempo

¹¹La cual es válida para toberas tipo mini-saco. Ésta se ha elegido por consistencia por el tipo de toberas que se han utilizado en la presente tesis doctoral.

de estabilización del frente de llama, para tres toberas de diferente diámetro geométrico (concretamente 50, 70, y 130 μm), y empleando en cada una de ellas tres niveles de p_{rail} (50, 100 y 150 MPa). En la tabla 4.8 se detalla el tiempo de estabilización del frente de llama que se ha determinado en cada una de las toberas y niveles de p_{rail} estudiados.

Diámetro de orificio [μm]	p_{rail} [MPa]	t_{estab} [ms]
50	50	3.31
	100	2.27
	150	1.83
70	50	4.64
	100	3.17
	150	2.56
130	50	8.61
	100	5.89
	150	4.76

Tabla 4.8: *Tiempos característicos de estabilización del frente de llama.*

De la tabla 4.8 se puede indicar que el único caso que da garantías de tener una estabilización del frente de llama en un tiempo razonable es el de la tobera de 50 μm y 150 MPa de p_{rail} . Es importante mencionar que en cada uno de los casos estudiados se ha asumido una fracción másica de oxígeno atmosférica. Si se hubiera asumido una fracción másica de oxígeno menor a la atmosférica, el tiempo característico hubiera crecido. Teniendo presente por un lado, lo previamente descrito, y por otro lado, que en el caso de referencia seleccionado se utilizó un pulso de inyección de 4 ms , se puede concluir que se confirma que en dicho caso de referencia seleccionado se tiene una estabilización del frente de llama.

4.A.2. Extrapolación de la longitud de llama a otras condiciones

Y respecto al segundo paso, para extrapolar, a partir del caso de referencia, la longitud de llama a otras condiciones, se ha tenido en cuenta que la combustión en una llama diesel está controlada por mezcla. Por tanto, se ha requerido de una medida que caracterice el proceso de mezcla, para lo cual se

ha utilizado la medida de longitud líquida de evaporación. Se considerará el valor de la longitud líquida de evaporación para el caso de referencia¹² y el valor de la longitud líquida de evaporación para el caso en el que se desee predecir la longitud de llama.

A modo de resumen en la ecuación 4.16 se describe el modo en cómo se predecirá la longitud de llama teórica para los ensayos realizados en la presente tesis doctoral.

$$L_{llama}(Cond_A) = L_{llama}(Cond_Ref) \cdot \frac{LL(Cond_A)}{LL(Cond_Ref)} \cdot \left(\frac{T_{Lllama}(Cond_Ref)}{T_{Lllama}(Cond_A)} \right)^{-1.6} \cdot \frac{1+3.335/YO_{2_A}}{1+3.335/YO_{2_Ref}} \cdot \sqrt{\frac{T_{ad_A}}{T_{ad_Ref}}} \quad (4.16)$$

donde:

- El término elevado a la -1.6 es para compensar el efecto de una diferencia entre la temperatura en *Cond_A* y la temperatura en *Cond.ref* sobre la longitud de llama, pues es así como afecta la temperatura a la longitud líquida de evaporación.
- El término con YO_2 tiene en cuenta el efecto de este parámetro sobre la longitud de llama.
- El término con T_{ad} considera el efecto de la temperatura de la llama sobre la longitud de ésta (efecto térmico) [17].

Bibliografía

- [1] Bosch W. “The fuel rate indicator: A new instrument for display of the characteristics of individual injection”. *SAE Paper 660749*, 1966.
- [2] Plazas A. H. *Modelado unidimensional de inyectores common-rail diesel*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.
- [3] Payri R., Salvador F., Gimeno J. y Bracho G. “A new methodology for correcting the signal cumulative phenomenon on injection rate measurement”. *Experimental Techniques*, Vol. 32, pp. 46–49, 2008.

¹²El cual ya ha sido descrito en § 4.A.1.

-
- [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 Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2011.
- [5] Gimeno J. *Desarrollo y aplicación de la medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro diesel*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2008.
- [6] Martínez S. *Desarrollo de una instalación experimental para el estudio de chorros diesel evaporados en atmósfera inerte y reactiva*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [7] Payri F., Armas O., Desantes J. M. y Leiva A. “Modelo termodinámico para el diagnóstico experimental del proceso de combustión en motores diesel de inyección directa (ID)”. *Proc. III Congreso Iberoamericano de Ingeniería Mecánica. La Habana, Cuba, 1997*.
- [8] Monin C. *Caracterización del proceso de formación de hollín en una llama de difusión diesel de baja temperatura*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2009.
- [9] Martín J. *Aportación al diagnóstico de la combustión en motores Diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2007.
- [10] Arrègle J., López J. J., Guardiola C. y Monin C. “Sensitivity study of a NOx estimation model for on-board applications”. *SAE Paper 2008-01-0640*, 2008.
- [11] Molina S. A. *Estudio de la influencia de los parámetros de inyección y la recirculación de gases de escape sobre el proceso de combustión, las prestaciones y las emisiones de un motor diesel de 1.8 litros de cilindrada*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [12] Plint M. y Martyr A. “Engine testing theory and practice”. *Society of Automotive Engineers, Inc.*, 1999.
- [13] Silvis W. M. “An algorithm for calculating the air/fuel ratio from exhaust emissions”. *SAE Paper 9705144*, 1997.

-
- [14] Christian R., Knopf F., Jasmek A. y Schindler W. “A new method for filter smoke number measurement with improved sensitivity”. *MTZ Motortechnische Zeitschrift*, Vol. 54, pp. 16–22, 1993.
- [15] Pastor J. V., Payri R., García-Oliver J. M. y Briceño F. J. “Analysis of transient liquid and vapor phase penetration for diesel sprays under variable injection conditions”. *Atomization and Sprays*, Vol. 21, No. 6, pp. 503–520, 2011.
- [16] Pastor J. V., Arrègle J. y Palomares A. “Diesel spray images segmentation using a likelihood ratio test”. *Applied Optics*, Vol. 40, No. 17, pp. 2876–2885, 2001.
- [17] García J. M. *Aportaciones al estudio del proceso de combustión turbulenta de chorros en motores diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2004.
- [18] Hottel H. C. y Broughton F. P. “Determination of true temperature and total radiation from luminous gas”. *Industrial and Engineering Chemistry*, Vol. 4, pp. 166–175, 1932.
- [19] Armas O. *Diagnóstico experimental del proceso de combustión en motores diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [20] Lapuerta M., Armas O. y Hernández J. “Diagnostic of D. I. diesel combustion from in-cylinder pressure signal by estimation of mean thermodynamic properties of the gas”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 19, pp. 513–529, 1999.
- [21] Payri F., Molina S., Martín J. y Armas O. “Influence of measurement errors and estimated parameters on combustion diagnosis”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 26, pp. 226–236, 2006.
- [22] Tinaut F. *Contribución al estudio del proceso de combustión en motores de encendido por compresión de inyección directa*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1986.
- [23] Woschni G. “A universally applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in the internal combustion engine”. *SAE Paper 670931*, 1967.

-
- [24] *Fluent. (1998). FLUENT 5 User's guide. Fluent incorporated.*
- [25] Versteeg H. y Malalasekera W. *An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method.* Prentice Hall, 1995.
- [26] Magnussen B. y Hjertager B. "On mathematical modelling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion". In *Sixteenth Symposium (International) on Combustion*, 1976.
- [27] López J. J. *Estudio teórico-experimental del chorro libre diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire.* Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.

Capítulo 5

Estudio del efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección

Contenido

5.1. Introducción	126
5.2. Análisis del efecto de la cavitación sobre la u_{eff}	127
5.2.1. Metodología, plan de trabajo, y procedimiento de ensayo	128
5.2.2. Efecto de la cavitación sobre el caudal másico	134
5.2.3. Efecto de la cavitación sobre el flujo de cantidad de movimiento	136
5.2.4. Efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección	138
5.2.5. Síntesis de resultados sobre el efecto de la cavitación en el \dot{m} , \dot{M} , y la u_{eff}	142
5.3. Efectos directos de la cavitación sobre la u_{eff}	146
5.4. Efecto de la viscosidad efectiva en el perfil de velocidad	151
5.5. Efecto de la fracción másica de vapor y viscosidad en el perfil de velocidad	155
5.6. Conclusiones globales	160
5.A. Pérdidas de carga en un inyector diesel common rail	162
5.A.1. Determinación de las pérdidas de carga	162
5.A.2. Efecto de la deformación de la aguja sobre las pérdidas de carga	165

5.A.2.1.	Efecto de la p_{rail} sobre la deformación de la aguja	165
5.A.2.2.	Efecto de la deformación de la aguja sobre las pérdidas de carga en el asiento de la aguja	166
5.A.2.3.	Relación entre el caudal másico y la caída de presión en la tobera	171
5.A.2.4.	Algoritmo para calcular las pérdidas de carga	172
5.A.3.	Análisis de las pérdidas de carga en un inyector con una tobera real	176
5.A.4.	Conclusión	177
5.B.	Dispersión del flujo de cantidad de movimiento . .	179
	Bibliografía	181

5.1. Introducción

Como se destacó en la síntesis de la revisión bibliográfica descrita en § 3.2, existen muchos trabajos que al combinar el flujo de cantidad de movimiento con el caudal másico han encontrado que la cavitación provoca un incremento de la velocidad efectiva de inyección. Adicionalmente se puede mencionar que en algunos trabajos, al comparar una tobera cilíndrica (tobera que propicia el fenómeno de la cavitación) con una tobera cónica (tobera que inhibe el fenómeno de la cavitación), han descubierto que la tobera cilíndrica presenta una mayor velocidad efectiva de inyección en comparación a la que se tiene en la tobera cónica, mientras que en otros trabajos se ha observado todo lo contrario, es decir la tobera cilíndrica presenta una menor velocidad en la sección de salida en comparación a la que se tiene en la tobera cónica. Por consiguiente no está claro qué tiene más influencia sobre la velocidad efectiva de inyección, si la conicidad de la tobera o la cavitación. Y finalmente, cabe indicar que en varios trabajos se ha destacado la importancia que tiene la velocidad efectiva de inyección sobre el proceso de mezcla. Dado el peso de la velocidad sobre el proceso de mezcla, algunos trabajos se han centrado en desarrollar modelos conceptuales con el fin de predecir dicha velocidad. Sin embargo estos modelos no ayudan a entender las posibles razones que justifican el incremento de la velocidad efectiva de inyección cuando aparece la cavitación. Por tanto, sería de interés analizar las causas de este incremento en la velocidad.

Con el propósito de esclarecer las ambigüedades antes expuestas, el presente capítulo tiene como objetivo, en primer lugar, confirmar el incremento de la velocidad efectiva de inyección, consecuencia de la cavitación, en segundo lugar, analizar las causas de este incremento, y en tercer lugar, averiguar qué tiene más influencia sobre la velocidad efectiva de inyección, si la conicidad de la tobera o la cavitación. Lo previamente descrito corresponde al primer objetivo específico de la presente tesis doctoral, el cual ya se describió en § 3.3.

Para alcanzar este primer objetivo específico, en el presente capítulo se abordarán los siguientes apartados: en cuanto a confirmar el incremento de la velocidad efectiva de inyección, así como también para averiguar qué tiene más influencia sobre la velocidad efectiva de inyección, si la conicidad de la tobera o la cavitación, en § 5.2 se analizará experimentalmente el efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección, en donde esta última se determina a partir de dos parámetros: el caudal másico y el flujo de cantidad de movimiento. Más específicamente, con el propósito de analizar el efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección, se analizará el efecto de la cavitación sobre los dos parámetros antes mencionados. En cuanto a analizar las causas del incremento en la velocidad efectiva de inyección, primero, en § 5.3, se analizarán teóricamente los efectos directos de la cavitación sobre la velocidad en la sección de salida, mediante un caso en condiciones muy simplificadas. Segundo, en § 5.4, se estudiará el efecto de la viscosidad efectiva en el perfil de velocidad mediante algunas simulaciones realizadas en el código CFD Open FOAM. Tercero, en § 5.5, se analizará el efecto de las variaciones locales de viscosidad, provocadas por la cavitación, la cual sólo tiene lugar en la periferia del orificio de la tobera, a través de algunas simulaciones realizadas en el código CFD Star-CD. Y finalmente, en § 5.6, se sintetizarán las conclusiones extraídas, a partir de cada uno de los estudios realizados.

5.2. Análisis del efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección

En este apartado se analizará el efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección, en donde esta última se determina a través de dos parámetros: el primero el caudal másico, y el segundo el flujo de cantidad de movimiento. Para ello se analizará el efecto de la cavitación sobre los dos parámetros antes mencionados. La estrategia que se seguirá con la intención de alcanzar el objetivo trazado en el presente apartado, se describe seguidamente.

5.2.1. Metodología, plan de trabajo, y procedimiento de ensayo

Metodología

En primer lugar a las dos toberas objeto de estudio, es decir la tobera cónica y la tobera cilíndrica, las cuales han sido descritas en § 3.A, se les medirá el caudal másico, utilizando el tasímetro, el cual ya ha sido explicado en § 4.2.1, y en segundo lugar, se les medirá el flujo de cantidad de movimiento, utilizando la maqueta de cantidad de movimiento, la cual ha sido descrita en § 4.2.2.

Seguidamente, con el objetivo de analizar el flujo a través de la tobera, se utilizarán los coeficientes adimensionales, más concretamente el coeficiente de descarga (C_d), el coeficiente de momento (C_M), y el coeficiente de velocidad (C_v). Las definiciones funcionales de éstos, así como la justificación del por qué es conveniente utilizarlos, han sido ya descritas en § 2.4.

Habitualmente estos coeficientes adimensionales son analizados teniendo en cuenta la p_{rail} y la p_{back} . En sentido estricto estos coeficientes, se han de analizar teniendo en cuenta las dos presiones controlantes del flujo a través de la tobera: la presión aguas arriba, p_{sac} (es decir, la presión que existe en el saco de la tobera), y la presión aguas abajo, p_{back} . Al trabajar con p_{rail} en vez de p_{sac} se están despreciando las pérdidas de carga que existen en el inyector. Dicha acción se realiza por el hecho de asumir implícitamente alguna de las siguientes dos hipótesis: 1) porque las pérdidas de carga son pequeñas respecto a la p_{rail} , o 2) porque las pérdidas de carga que existen en el inyector son proporcionales a las del orificio de la tobera. No se puede asumir una hipótesis sin validarla, y de acuerdo a la literatura nadie ha validado dicha hipótesis.

Como se indicó en § 3.4, en la presente tesis doctoral se han utilizado inyectores de tercera generación (es decir inyectores tipo piezoeléctricos). Sin embargo de cara a validar las hipótesis previamente descritas se caracterizarán las pérdidas de carga en un inyector de segunda generación (es decir en un inyector tipo solenoide). Para caracterizar estas pérdidas de carga en el inyector se necesita tener un flujo continuo, el cual es más sencillo alcanzarlo en un inyector tipo solenoide, debido a la simplicidad del sistema que controla el cierre y la apertura del inyector, mientras que alcanzar este flujo continuo en un inyector tipo piezoeléctrico es más difícil, debido a que en este inyector es mucho más complejo el sistema que controla la apertura y el cierre del mismo. Al caracterizar estas pérdidas de carga se han encontrado, entre otros resultados, que éstas pueden llegar a ser importantes, y que $(p_{rail} - p_{sac})$ es

aproximadamente proporcional a $(p_{sac} - p_{back})$ de la tobera. No obstante, en el anexo 5.A, se dan más detalles, por un lado, de la metodología que se ha seguido para la caracterización de las pérdidas de carga, y por otro lado, de los resultados que se han obtenido.

A continuación cabe preguntarse, si la información que se ha extraído de un inyector de segunda generación (es decir un inyector tipo solenoide) es extrapolable para un inyector de tercera generación (es decir un inyector tipo piezoeléctrico). Con el propósito de responder a esta pregunta se ha tenido presente por un lado, que las pérdidas de carga en el porta-inyector son despreciables (como se detalla en el anexo 5.A), y por otro lado, que la tobera que se ha montado en el inyector tipo solenoide para caracterizar las pérdidas de carga en el inyector es distinta a la que se ha montado en el inyector tipo piezoeléctrico para alcanzar los objetivos planteados en la presente tesis doctoral. Por consiguiente la sección de paso entre la superficie de la aguja y el asiento de la misma (sección que, como se indica en el anexo 5.A es donde se generan la mayor parte de pérdidas de carga en el inyector) es diferente en ambas toberas. Así pues, se puede mencionar que las pérdidas de carga que se han encontrado en el inyector tipo solenoide no son extrapolables de manera cuantitativa (pero si cualitativa) a las del inyector tipo piezoeléctrico.

Por consiguiente los parámetros característicos de flujo (C_d , C_M , C_v) no podrán ser analizados de manera cuantitativa, es decir no podrán ser analizados mediante las presiones que controlan el flujo (p_{sac} y p_{back}). Sin embargo la información que se ha obtenido en el inyector tipo solenoide y que sí es extrapolable a un inyector tipo piezoeléctrico, es que las pérdidas de carga en el inyector Δp ($p_{rail} - p_{sac}$) son proporcionales a las del orificio Δp ($p_{sac} - p_{back}$) de la tobera.

El conocimiento anterior da criterio para analizar los parámetros característicos de flujo (C_d , C_M , C_v) de manera cualitativa, es decir analizando éstos mediante p_{rail} y p_{back} (no considerando las pérdidas de carga que hay en el inyector). Por lo tanto en la presente tesis doctoral los parámetros característicos de flujo serán analizados de manera cualitativa.

Respecto a la metodología que habitualmente se utiliza en el CMT-Motores Térmicos para estudiar la cavitación, consiste en mantener constante la p_{rail} y lo que se varía es la p_{back} . Esta manera de proceder conduce a variar a la vez tanto el número de Reynolds como el número de cavitación (K), y por consiguiente es posible que no se vea con mayor claridad el efecto que tiene la cavitación sobre algunos aspectos, como por ejemplo el coeficiente de descarga (C_d), el coeficiente de momento (C_M), y el coeficiente de velocidad (C_v).

En la presente tesis doctoral se propone una metodología diferente para estudiar la cavitación, que consiste en variar a la vez tanto la p_{rail} como la p_{back} , con lo que se logra cambiar sólo el número de cavitación, mientras que el número de Reynolds se mantiene constante. Por tanto, esta manera de proceder permite ver con claridad el efecto de la cavitación sobre los aspectos que se han citado en el párrafo anterior. No obstante cabe mencionar los posibles inconvenientes que puede tener la metodología propuesta en comparación a la metodología que habitualmente se utiliza en el CMT-Motores Térmicos: por el hecho de variar también la p_{rail} se provoca, por un lado, un adición de dispersión a la medida experimental, y por otro lado, una variación en la temperatura del combustible, la cual afectará a sus propiedades, entre las cuales se encuentran algunas tan importantes como la densidad o la viscosidad, y por lo tanto se puede dificultar el cálculo exacto de los parámetros característicos de flujo [1].

A continuación, con el fin de llevar a cabo la metodología antes descrita, se plantea el plan de trabajo.

Plan de trabajo

Se utilizarán tres Δp ($p_{rail} - p_{back}$) diferentes: 30, 70, y 140 MPa. Adicionalmente se utilizará también 20 MPa en la tobera cavitante. Cabe indicar que los niveles de p_{rail} que se emplearán en cada uno de los Δp ($p_{rail} - p_{back}$) antes citados son representativos de los niveles de p_{rail} utilizados en un motor diesel.

En cuanto a la medida de caudal másico, teniendo en cuenta el rango de operación del tasímetro, el cual ya ha sido descrito en § 4.2.1, para cada uno de los Δp ($p_{rail} - p_{back}$) se realizará un barrido de la p_{back} en el rango entre 1 y 18 MPa. En la tabla 5.1, se describen más en detalle los ensayos de caudal másico correspondientes al Δp ($p_{rail} - p_{back}$) de 20 y 30 MPa que serán realizados, y en la tabla 5.2, se describen más en detalle los ensayos de caudal másico correspondientes al Δp ($p_{rail} - p_{back}$) de 70 y 140 MPa.

Y en cuanto a la medida de flujo de cantidad de movimiento, teniendo en cuenta el rango de operación de la maqueta de cantidad de movimiento, la cual ya ha sido descrito en § 4.2.2, para cada uno de los Δp ($p_{rail} - p_{back}$) se realizará un barrido de la p_{back} en el rango entre 1 y 10 MPa. En la tabla 5.3, se describen más en detalle los ensayos de flujo de cantidad de movimiento correspondientes al Δp ($p_{rail} - p_{back}$) de 20 y 30 MPa que serán realizados y en la tabla 5.4, se describen más en detalle los ensayos de flujo de cantidad de movimiento correspondientes al Δp ($p_{rail} - p_{back}$) de 70 y 140 MPa.

p_{rail} [MPa]	p_{back} [MPa]	Tobera		p_{rail} [MPa]	p_{back} [MPa]	Tobera	
		Con.	Cil.			Con.	Cil.
25	5		✓	31	1	✓	✓
26	6		✓	32	2		✓
27	7		✓	33	3		✓
28	8		✓	34	4		✓
29	9		✓	35	5		✓
30	10		✓	36	6	✓	✓
32	12		✓	37	7		✓
34	14		✓	38	8		✓
36	16		✓	39	9		✓
37	17		✓	40	10	✓	✓
				42	12		✓
				44	14		✓
				46	16	✓	✓
				47	17	✓	✓
				48	18		✓

Tabla 5.1: Matriz de ensayos de caudal másico correspondientes a los Δp ($p_{rail} - p_{back}$) de 20 y 30 MPa.

En cuanto a la estrategia de inyección se utilizará un pulso de inyección largo, del orden de 4 ms, tanto en las medidas de caudal másico como en las de flujo de cantidad de movimiento, con el fin de alcanzar condiciones cuasi-estacionarias, y de esta manera ser capaz de obtener valores robustos de los parámetros antes mencionados. Esta manera de proceder quedará mejor justificada con la información que se presentará más adelante.

Procedimiento para la realización de las medidas experimentales

En cuanto a las medidas de caudal másico se puede destacar que para cada una de las condiciones de operación en que se ensayará este parámetro, descritas en las tablas (5.1, 5.2), se realizarán cien repeticiones con la intención

p_{rail} [MPa]	p_{back} [MPa]	Tobera		p_{rail} [MPa]	p_{back} [MPa]	Tobera	
		Con.	Cil.			Con.	Cil.
71	1	✓	✓	141	1	✓	✓
72	2		✓	142	2		✓
73	3		✓	143	3		✓
74	4		✓	144	4		✓
75	5		✓	146	6	✓	✓
76	6	✓	✓	147	7		✓
77	7		✓	148	8		✓
78	8		✓	150	10	✓	✓
80	10	✓	✓	152	12		✓
82	12		✓	154	14		✓
84	14		✓	156	16	✓	✓
86	16	✓	✓	157	17	✓	
87	17	✓	✓	158	18		✓

Tabla 5.2: Matriz de ensayos de caudal másico correspondientes a los Δp ($p_{rail} - p_{back}$) de 70 y 140 MPa.

de obtener un valor robusto del caudal másico en cada una de las condiciones de operación ensayadas.

Y respecto a las medidas de flujo de cantidad de movimiento se puede destacar, que al igual que en las medidas de caudal másico, para cada una de las condiciones de operación que se ensayarán, descritas en las tablas (5.3, 5.4), se realizarán cien repeticiones. Además, teniendo en cuenta que, (1) como se ha explicado en § 4.2.1 la instalación experimental utilizada para medir el flujo de cantidad de movimiento está acondicionada para medir éste en uno de los orificios de la tobera y que (2), como ya se ha descrito en § 3.4, las toberas objeto de estudio son toberas de tres orificios, se averiguará la posible dispersión del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios de la tobera, debido a que, como se ha indicado en § 2.2.2, en las toberas multi-orificio existe la posibilidad de que exista una dispersión del diámetro geométrico entre los orificios.

p_{rail} [MPa]	p_{back} [MPa]	Tobera		p_{rail} [MPa]	p_{back} [MPa]	Tobera	
		Con.	Cil.			Con.	Cil.
25	5		✓	31	1	✓	✓
26	6		✓	32	2		✓
27	7		✓	33	3		✓
28	8		✓	34	4		✓
29	9		✓	35	5		✓
30	10		✓	36	6	✓	✓
				37	7		✓
				38	8		✓
				39	9		✓
				40	10	✓	✓

Tabla 5.3: Matriz de ensayos de flujo de cantidad de movimiento correspondientes a los Δp ($p_{rail} - p_{back}$) de 25 y 30 MPa.

A continuación se describe la metodología que se seguirá para determinar esta posible dispersión del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios tanto de la tobera cónica como de la tobera cilíndrica. Se medirá el flujo de cantidad de movimiento en varias condiciones de operación en cada uno de los orificios de la tobera. Seguidamente se comparará el flujo de cantidad de movimiento en cada uno de los orificios. Esto último se realizará comparando directamente las señales brutas de flujo de cantidad de movimiento. Y si al realizar lo anterior se encuentra que se tiene el mismo flujo de cantidad de movimiento en cada uno de los orificios, se puede concluir que no existe dispersión de este parámetro entre los orificios de la tobera, lo que indica que el diámetro geométrico entre los orificios de la tobera es el mismo.

Al llevar a cabo el procedimiento previamente descrito, se ha encontrado que tanto en la tobera cónica como en la tobera cilíndrica no existe dispersión del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios. No obstante en el anexo 5.B se dan más detalles acerca del procedimiento que se ha seguido para averiguar la posible dispersión del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios de la tobera, así como, de los resultados que se han obtenido.

Este resultado da criterio para realizar la matriz de ensayos tanto la de la tobera cónica como la de la tobera cilíndrica (tablas 5.3 y 5.4) en uno de los

p_{rail} [MPa]	p_{back} [MPa]	Tobera		p_{rail} [MPa]	p_{back} [MPa]	Tobera	
		Con.	Cil.			Con.	Cil.
71	1	✓	✓	141	1	✓	✓
72	2		✓	142	2		✓
73	3			143	3		✓
74	4		✓	144	4		✓
75	5		✓	146	6	✓	✓
76	6	✓	✓	147	7		✓
77	7		✓	148	8		✓
78	8		✓	150	10	✓	✓
80	10	✓	✓				

Tabla 5.4: Matriz de ensayos de flujo de cantidad de movimiento correspondientes a los Δp ($p_{rail} - p_{back}$) de 70 y 140 MPa.

tres orificios, ya que si al llevar a cabo el procedimiento previamente descrito en cada una de las dos toberas objeto de estudio, se hubiera encontrado la existencia de dispersión del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios de la tobera, hubiera sido necesario hacer el plan de ensayos en cada uno de los orificios de la tobera, para así obtener un valor medio del flujo de cantidad de movimiento a partir de los tres valores del flujo de cantidad de movimiento alcanzados al ensayar cada uno de los orificios de la tobera.

5.2.2. Efecto de la cavitación sobre el caudal másico

En la figura 5.1 se representa un ejemplo de una medida de caudal másico correspondiente a la tobera cónica y a una p_{rail} de 31 MPa y una p_{back} de 1 MPa. En esta misma figura se ha marcado la región a partir de la cual se obtendrá el valor medio del caudal másico. Cabe remarcar que esta señal se ha tratado aplicando la metodología propuesta por Gimeno [1], la cual ha sido descrita en § 4.2.1.

En la figura 5.2 se representa la evolución del C_d en función de \sqrt{K} (este último, como se indicó en § 2.4.1, es un buen parámetro para cuantificar la intensidad de cavitación que hay en el orificio de la tobera). La figura de la derecha corresponde a los resultados de la tobera cónica, mientras que la de la izquierda a los de la cilíndrica. Las líneas horizontales que aparecen en

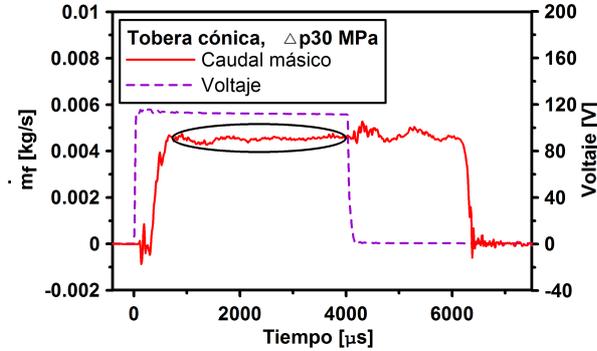


Figura 5.1: Ejemplo de una medida de caudal másico.

esta última gráfica representan la tendencia que se tendría si no existiera la cavitación, tendencia que ha sido tomada de la información que se tiene de la tobera cónica, tal y como se explica a continuación.

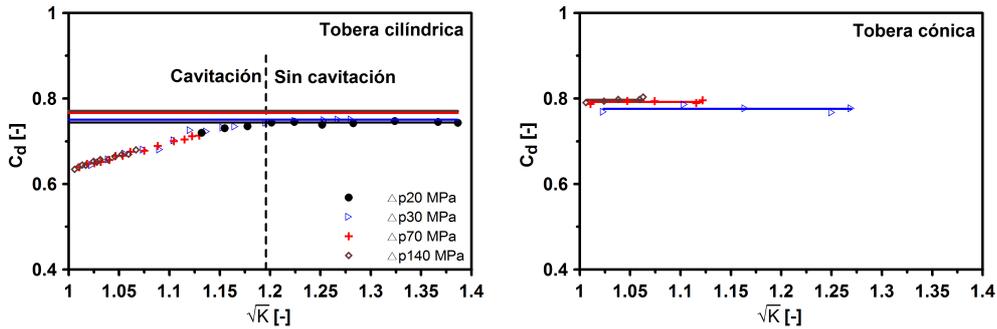


Figura 5.2: Evolución del C_d en función de \sqrt{K} . A la izquierda corresponde al caso de la tobera cilíndrica, y a la derecha al de la tobera cónica.

A partir de la figura antes citada, si se observa el comportamiento del C_d en la tobera cónica (tobera no cavitante), se puede ver por un lado, un ligero efecto del número de Re sobre el C_d , y por otro lado, que el C_d no varía con \sqrt{K} . Y, si ahora se observa el comportamiento del C_d en la tobera cilíndrica (tobera cavitante), se puede ver que el C_d sí varía con \sqrt{K} . En esta última no se llega a ver el ligero efecto del número de Re sobre el C_d que se ha encontrado en la tobera cónica, lo cual es debido a que ahora en esta tobera está presente el fenómeno de la cavitación. Por tanto, con el fin de hacer un correcto análisis del efecto de la cavitación sobre el C_d , a los casos experimentales de la tobera cilíndrica se les tendrá en cuenta su variación con el número de Re a través de normalizar cada uno de estos casos experimentales con el correspondiente caso

no cavitante, en donde este último se obtendrá teniendo en cuenta la variación del C_d con el número de Re que se ha observado en la tobera cónica. Al llevar a cabo lo previamente descrito se han obtenido los resultados de la figura 5.3.

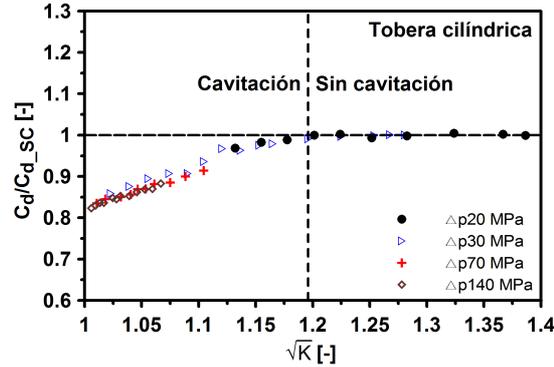


Figura 5.3: Evolución del C_d en función de \sqrt{K} . Los valores han sido normalizados con respecto al caso no cavitante, en donde este último se ha obtenido teniendo en cuenta la variación del C_d con el número de Re que se ha encontrado en la tobera cónica (ver a la derecha de la figura 5.2).

Los resultados de la figura 5.3 muestran que el caudal másico, representado por el C_d , se reduce fuertemente a medida que incrementa el nivel de cavitación (es decir, a medida que la \sqrt{K} se acerca más a 1).

5.2.3. Efecto de la cavitación sobre el flujo de cantidad de movimiento

En la figura 5.4 se representa una medida de flujo de cantidad de movimiento correspondiente a la tobera cónica y a una p_{rail} de 31 MPa y a una p_{back} de 1 MPa. En esta misma figura se ha marcado la región a partir de la cual se obtendrá el valor medio del flujo de cantidad de movimiento. Cabe señalar que esta señal ha sido tratada con la metodología propuesta por Gimeno [1], la cual ha sido descrita en § 4.2.2.

En la figura 5.5 se representa la evolución de la C_M en función de \sqrt{K} . La figura de la derecha corresponde a los resultados de la tobera cónica, mientras que la de la izquierda a los de la cilíndrica. Las líneas horizontales que aparecen en esta última gráfica representan la tendencia que se tendría si no existiera la cavitación, tendencia que ha sido tomada de la información que se tiene de la tobera cónica, tal y como se ha hecho anteriormente con el C_d y que se explica a continuación.

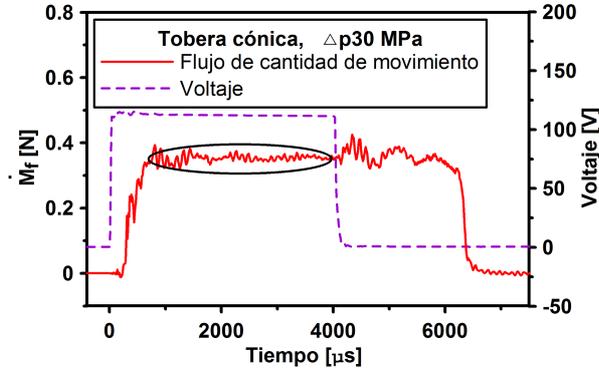


Figura 5.4: Ejemplo de una medida de flujo de cantidad de movimiento.

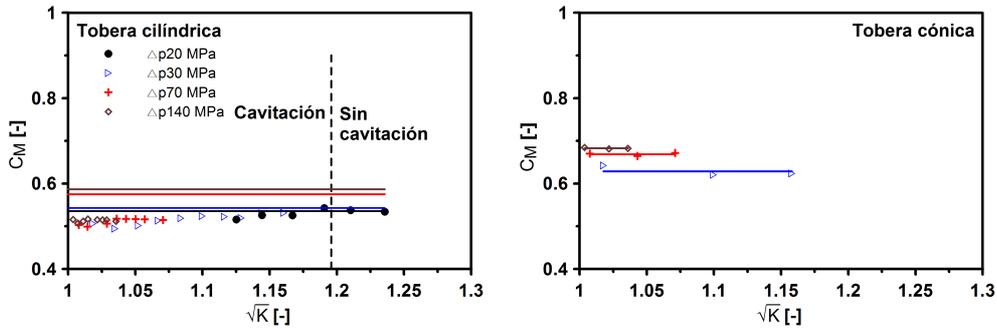


Figura 5.5: Evolución del C_M en función de \sqrt{K} . A la izquierda corresponde al caso de la tobera cilíndrica. Y a la derecha corresponde al caso de la tobera cónica.

A partir de la figura antes citada, si se observa el comportamiento del C_M en la tobera cónica, se puede ver, por un lado, un mayor efecto del número de Re sobre éste en comparación al que se ha observado previamente en el C_d . Y por otro lado, que el C_M no varía con \sqrt{K} . Y si ahora se observa el comportamiento del C_M en la tobera cilíndrica se pueden observar dos aspectos: el primero es que el C_M varía con \sqrt{K} , y el segundo, es que el número de Re no parece afectar al C_M . Aquí, al igual que en el C_d , con la intención de hacer un correcto análisis del efecto de la cavitación sobre el C_M , a los casos experimentales de la tobera cilíndrica se les tendrá en cuenta su variación con el número de Re a través de normalizar cada uno de estos casos experimentales con el correspondiente caso no cavitante, en donde este último se determinará teniendo en cuenta la variación del C_M con el número de Re que se ha encontrado en la tobera cónica. Al llevar a cabo lo previamente descrito se han obtenido los resultados de la figura 5.6. Los resultados de dicha figura

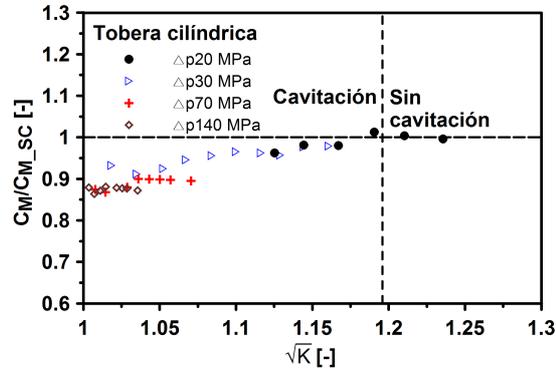


Figura 5.6: Evolución del C_M en función de \sqrt{K} . Los valores han sido normalizados con respecto al caso no cavitante, en donde este último se ha obtenido teniendo en cuenta la variación del C_M con el número de Re que se ha encontrado en la tobera cónica (ver a la derecha de la figura 5.5).

muestran que el flujo de cantidad de movimiento, representado por el C_M , se reduce en menor proporción que el caudal másico a medida que incrementa el nivel de cavitación (es decir, a medida que \sqrt{K} se acerca más a 1).

5.2.4. Efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección

En la figura 5.7 se representa la evolución del C_v en función de \sqrt{K} . La figura de la derecha corresponde a los resultados de la tobera cónica, mientras que la de la izquierda a los de la cilíndrica. Las líneas horizontales que aparecen en esta última gráfica representan la tendencia que se tendría si no existiera la cavitación, tendencia que ha sido tomada de la información que se tiene de la tobera cónica, tal y como se ha hecho con los dos parámetros anteriores y que se explica a continuación.

A partir de la figura antes mencionada, si se observa el comportamiento del C_v en la tobera cónica, se puede ver, por un lado, un efecto del número de Re sobre el C_v , y por otro lado, que el C_v no varía con \sqrt{K} . Y si ahora se observa el comportamiento del C_v en la tobera cilíndrica se pueden observar dos aspectos: el primero es que el C_v varía con \sqrt{K} , y el segundo, es que el número de Re no parece afectar al C_v . Aquí, al igual que en el C_d y en el C_M , con el propósito de hacer un correcto análisis del efecto de la cavitación sobre el C_v , a los casos experimentales de la tobera cilíndrica se les tendrá en cuenta su variación con el número de Re , y esto último se realizará normalizando cada uno de estos casos experimentales de la tobera cilíndrica con su correspondiente caso no

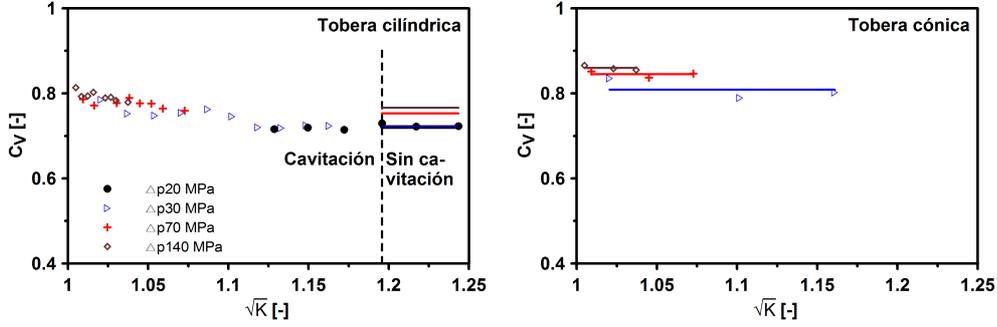


Figura 5.7: Evolución del C_v en función de \sqrt{K} . A la izquierda corresponde al caso de la tobera cilíndrica. Y a la derecha corresponde al caso de la tobera cónica.

cavitante, en donde este último se obtendrá teniendo en cuenta la variación del C_v con el número de Re que se ha observado en la tobera cónica. Al llevar a cabo lo previamente mencionado se han obtenido los resultados de la figura 5.8.

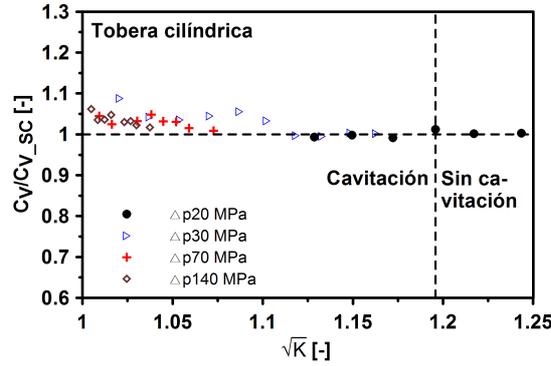


Figura 5.8: Evolución del C_v en función de \sqrt{K} . Los valores han sido normalizados con respecto al caso no cavitante, en donde este último se ha obtenido teniendo en cuenta la variación del C_v con el número de Re que se ha encontrado en la tobera cónica (ver a la derecha de la figura 5.7).

Los resultados de la figura 5.8 muestran que la velocidad efectiva de inyección, representada por el C_v , crece a medida que incrementa el nivel de cavitación (es decir, a medida que \sqrt{K} se acerca más a 1). Lo anterior es debido a que el C_M se reduce en menor proporción que el C_d cuando aparece el fenómeno de la cavitación.

Adicionalmente, si a partir de la figura 5.7 se comparan los resultados de la tobera cilíndrica con los de la tobera cónica se puede ver que se tiene un

mayor C_v en la tobera cónica en comparación al de la tobera cilíndrica, a pesar de que en esta última se tiene un incremento del C_v consecuencia de la cavitación.

Con el fin de ver con mayor claridad esta diferencia entre el C_v de la tobera cilíndrica con el de la tobera cónica se han elegido tres casos experimentales de la figura 5.7 para cada una de las toberas. Concretamente los casos que se han elegido se describen en la tabla 5.5. Respecto a los casos elegidos de la tobera cilíndrica, cabe mencionar que estos corresponden a tres niveles de cavitación: el primero, nivel bajo de cavitación, el segundo, nivel medio de cavitación, y el tercero, nivel alto de cavitación.

p_{rail} [MPa]	p_{back} [MPa]	\sqrt{K} [-]	Tobera cónica	Tobera cilíndrica
36	6	1.095	✓	✓ (Nivel bajo de cavitación)
76	6	1.042	✓	✓ (Nivel medio de cavitación)
146	6	1.021	✓	✓ (Nivel alto de cavitación)

Tabla 5.5: Casos que se han elegido de la figura 5.7, tanto de la tobera cónica como de la tobera cilíndrica.

En la figura 5.9 se muestra la evolución del C_v en función de \sqrt{K} para cada uno de los casos descritos en la tabla 5.5. Los valores de C_v se han normalizado con respecto al correspondiente caso de la tobera cónica.

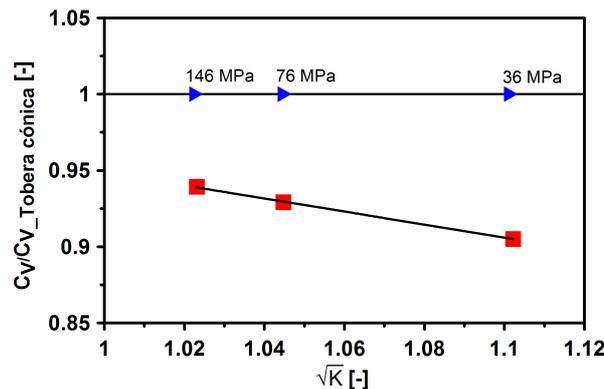


Figura 5.9: Evolución del C_v en función de \sqrt{K} . Los valores de C_v se han normalizado con respecto al correspondiente caso de la tobera cónica.

A partir de la figura 5.9, si se observa el comportamiento del C_v de la tobera cilíndrica, se pueden observar dos constataciones: la primera, un incremento

del C_v a medida que crece el nivel de cavitación (es decir a medida que \sqrt{K} se reduce), y la segunda, que a pesar de este incremento del C_v consecuencia de la cavitación, éste no llega a superar al C_v de la tobera cónica. Concretamente se analiza el nivel medio de cavitación ($\sqrt{K}=1.042$) y el nivel alto de cavitación ($\sqrt{K}=1.021$) se puede observar que la tobera cilíndrica da una menor u_{eff} de 7.08 y 6.08 %, respectivamente, en comparación a la que se tiene en la tobera cónica.

Con el fin de validar esta constatación experimental, se han recopilado datos experimentales de otras toberas cuyos detalles geométricos se describen en la tabla 5.6.

Origen de los datos	Nomenclatura toberas	Tipo de tobera y geometría	Geometría del saco	d_i [mm]	d_o [mm]	k - factor [-]
Proyecto interno	Tobera cilíndrica-3	Multi-orificio cilíndrica	Mini-sac	0.147	0.147	0
	Tobera cilíndrica-4	Multi-orificio cónica	Mini-sac	0.151	0.138	1.7
R. Payri et al. [2]	Tobera cilíndrica-5	Multi-orificio cilíndrica	Mini-sac	0.175	0.175	0
	Tobera cónica-6	Multi-orificio cónica	Mini-sac	0.176	0.160	1.6
R. Payri et al. [3]	Tobera cilíndrica-7	Multi-orificio cilíndrica	VCO	0.133	0.131	0.2
	Tobera cónica-8	Multi-orificio cónica	VCO	0.143	0.126	0

Tabla 5.6: Detalles geométricos de las toberas que se han recopilado.

En la figura 5.10 se muestra la evolución del C_v en función de \sqrt{K} tanto de las toberas que se han presentado en la figura 5.9 como de las toberas descritas en la tabla 5.6.

A partir de la figura 5.10, si se observa el comportamiento del C_v de las toberas tipo saco se puede observar que éste es coherente con el observado previamente en la figura 5.9, es decir se confirma, por un lado, el incremento

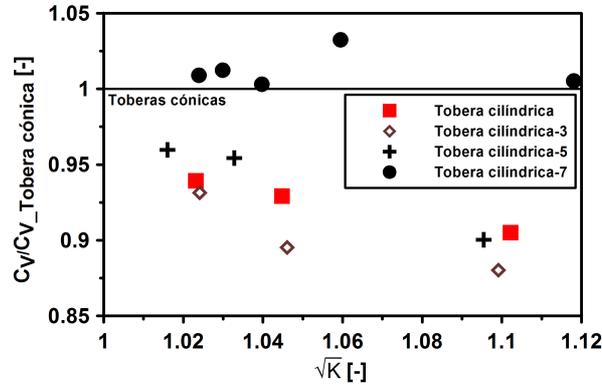


Figura 5.10: Evolución del C_v en función de la \sqrt{K} . Los valores de C_v se han normalizado con los correspondientes casos de la tobera cónica.

del C_v a medida que crece el nivel de cavitación, y por otro lado, que en la tobera cónica se alcanza un mayor C_v en comparación al que se tiene en la tobera cilíndrica. Sin embargo, si se observa el comportamiento del C_v de las toberas tipo VCO (puntos negros, correspondientes a la tobera cilíndrica-7), no es así, es decir ahora en estas toberas se observa que en la tobera cilíndrica se alcanza un mayor C_v en comparación al que se tiene en la tobera cónica. Esta discrepancia entre el comportamiento del C_v de las toberas tipo saco y las toberas tipo VCO podría ser explicada por el efecto del saco de la tobera sobre el patrón de cavitación [4], si bien el indagar sobre las causas de este comportamiento queda fuera del alcance de la presente tesis doctoral.

5.2.5. Síntesis de resultados sobre el efecto de la cavitación en el \dot{m} , \dot{M} , y la u_{eff}

A continuación se sintetizan los resultados del efecto de la cavitación sobre el caudal másico, el flujo de cantidad de movimiento, y la velocidad efectiva de inyección. Con el fin de llevar a cabo lo anterior, nos centraremos en los resultados correspondientes a la tobera cilíndrica (tobera cavitante). En la figura 5.11 se muestran los parámetros característicos de flujo (C_d , C_M , C_v). Los datos se han representado de la siguiente manera: cada coeficiente ha sido dividido por su correspondiente valor cuando no existe cavitación, de manera que tienen un valor de 1 en la región en la que no existe cavitación.

A la vista de esta figura se puede observar que:

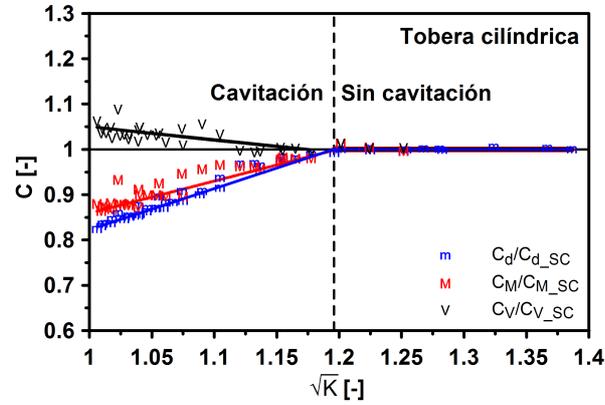


Figura 5.11: Evolución de C_d , C_M y C_v para la tobera cilíndrica objeto de estudio (tobera cavitante). Los valores han sido normalizados con respecto a la situación no cavitante.

- El caudal másico, representado por el C_d , se reduce fuertemente a medida que incrementa el nivel de cavitación (es decir, a medida que K se acerca más a 1).
- El flujo de cantidad de movimiento, representado por el C_M , se reduce también al incrementar el nivel de cavitación, pero en menor medida que el caudal másico.
- Como consecuencia de lo anterior, la velocidad efectiva de inyección, representada por el C_v , crece a medida que incrementa el nivel de cavitación.

Adicionalmente cabe recordar que las toberas que se han utilizado en la presente tesis doctoral corresponden a toberas de tres orificios, y que para determinar la u_{eff} , se ha medido, por un lado, el flujo de cantidad de movimiento y, por otro lado, el caudal másico. Respecto a estas dos medidas experimentales se puede mencionar que el flujo de cantidad de movimiento se ha medido sólo en uno de los tres orificios, mientras que el caudal másico se ha medido teniendo en cuenta los tres orificios, esta última con el fin de poderla combinar con el flujo de cantidad de movimiento (y así obtener la u_{eff}) se divide entre 3 (que corresponde al número de orificios de la tobera). Esta manera de proceder no es insensata, dado a que al averiguar la dispersión del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios de la tobera, se ha encontrado que no existe dispersión del flujo de cantidad de movimiento (esto ya se ha descrito en el anexo § 5.B). No obstante con el fin de darle más consistencia a los

resultados encontrados, se ha decidido estudiar dos toberas mono-orificio (la orientación de éste es simétrica, es decir el flujo entra al orificio de la tobera en la dirección axial de ésta), una de geometría cónica y otra de geometría cilíndrica. En la tabla 5.7 se dan más detalles de los aspectos geométricos de estas toberas mono-orificio. Ahora en estas toberas mono-orificio, en comparación a las toberas de tres orificios, no va ser necesario el asumir que todos los orificios tiene el mismo flujo de cantidad de movimiento (de aquí el por qué se ha decidido estudiar toberas mono-orificio).

Tipo de tobera y geometría	Geometría del saco	d_i [mm]	d_o [mm]	$k - factor$ [-]
Mono-orificio cilíndrica	Mini-sac	0.157	0.163	-0.6
Mono-orificio cónica	Mini-sac	0.176	0.165	1.1

Tabla 5.7: Detalles geométricos de la toberas mono-orificio.

Cabe señalar que la metodología para la realización de los ensayos como la del tratamiento de los mismos que se ha empleado en las toberas mono-orificio ha sido la misma que se ha utilizado en las otras dos toberas objeto de estudio.

En la figura 5.12 se representa la síntesis de resultados que se ha obtenido en la tobera mono-orificio cilíndrica, en los mismos ejes que se han utilizado para representar los resultados de la tobera cilíndrica de tres orificios.

Seguidamente en la figura 5.13 se comparan los resultados de la tobera mono-orificio cilíndrica con los de la tobera de tres orificios cilíndrica (tobera cercana a la real).

A partir de esta figura se pueden destacar los siguientes aspectos:

- En cuanto a la reducción del caudal másico consecuencia de la cavitación se puede indicar que ésta es ligeramente mayor en la tobera de tres orificios en comparación a la que se tiene en la tobera mono-orificio.
- En cuanto a la reducción del flujo de cantidad de movimiento consecuencia de la cavitación se puede señalar que ésta es mayor en la tobera de tres orificios en comparación a la que se tiene en la tobera mono-orificio.

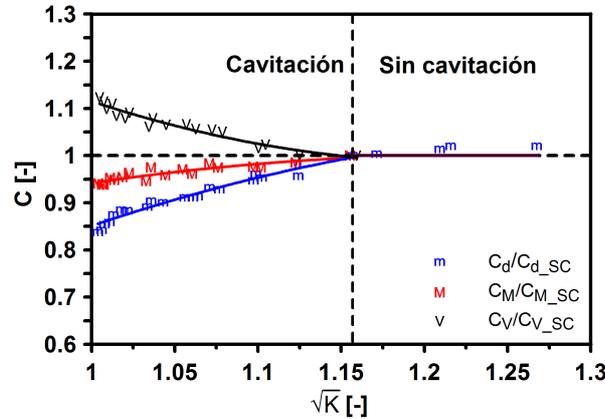


Figura 5.12: Evolución de C_d , C_M y C_v para la tobera mono-orificio cilíndrica (tobera cavitante). Igualmente aquí los valores han sido normalizados con respecto a la situación no cavitante.

- Como consecuencia de los dos puntos anteriores, el incremento de la velocidad efectiva de inyección en la tobera mono-orificio es mayor que el de la tobera de tres orificios.

De lo anterior se puede concluir que a partir de \dot{m}_f , \dot{M}_f y u_{eff} , se observa un comportamiento cualitativamente igual entre la tobera de tres orificios (tobera cercana a la real) y la tobera mono-orificio, pero cuantitativamente diferente. Una posible explicación del por qué ocurre esto, es porque las pérdidas de carga son mayores en las toberas de tres orificios en comparación a las que se tienen en la tobera mono-orificio (esto se pone de manifiesto en el anexo § 5.A). Cabe recordar que los resultados a partir de los cuales se ha extraído la conclusión antes descrita son válidos de manera cualitativa, no de manera cuantitativa. Adicionalmente cabe destacar que este doble comportamiento cuantitativamente diferente entre las toberas multi-orificio y mono-orificio también ha sido observado en otros trabajos entre los cuales se puede destacar el de Soteriou y otros [5], Han J-S y otros [6], Xu M. e Hiroyasu H. [7] y Margot X. y otros [8]. Por consiguiente, a la hora de extrapolar resultados de toberas mono-orificio a toberas multi-orificio debería de hacerse con mucho cuidado.

Retomando el resultado acerca del efecto de la cavitación sobre la u_{eff} , cabe preguntarse si el incremento de la u_{eff} provocado por la cavitación, es una consecuencia directa de ésta o si más bien es una consecuencia indirecta, es decir, que la cavitación provoca unos cambios en el fluido que conducirían, como consecuencia secundaria, al incremento de la velocidad.

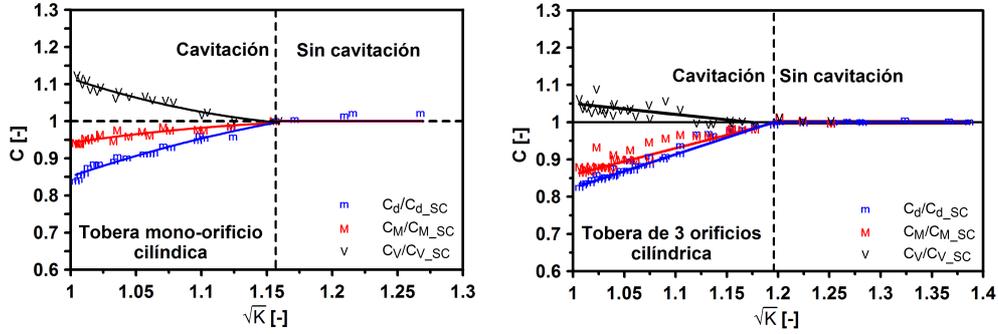


Figura 5.13: Evolución de C_d , C_M y C_v . A la izquierda corresponde al caso de la tobera mono-orificio cilíndrica. Y a la derecha corresponde al caso de la tobera de tres orificios. Los valores han sido normalizados con respecto a la situación no cavitante.

Para responder a la cuestión anterior se va a analizar un caso muy simplificado (de manera que pueda ser resuelto analíticamente) para encontrar cuáles son los efectos teóricos “esperables” (directos) de la cavitación sobre la velocidad del flujo. Este resultado será comparado con determinados resultados de CFD y con resultados experimentales para intentar entender mejor los mecanismos del efecto de la cavitación sobre la velocidad del flujo.

5.3. Análisis teórico de los efectos directos de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección

Debido a la enorme dificultad que conlleva abordar de manera analítica el flujo con cavitación en una tobera diesel, el análisis teórico que aquí se va a realizar va a ser para una tobera diesel en condiciones muy simplificadas. Ya más adelante se discutirá el alcance y validez de los resultados que se obtengan. Este análisis que a continuación se va a presentar guarda una relación bastante estrecha con el realizado por Nurick [9] y posteriormente el efectuado por Schmidt y Corradini [10]. Las principales hipótesis son las siguientes:

- Se asume que se tiene una configuración de orificio como el mostrado en la figura 5.14. Cabe señalar que aunque el orificio es de tipo cilíndrico, debido a la dinámica del fluido en su interior, presenta un estrechamiento, provocado por unas zonas de recirculación, que lo hace parecido a una tobera convergente-divergente (independientemente de si existe o no cavitación). En la figura 5.14 se señalan las tres secciones de interés: la 1, localizada aguas arriba del orificio, donde la velocidad es despreciable; la

c , localizada en el estrechamiento del orificio, donde el área efectiva de paso es la mínima; y la 2, localizada en la sección de salida del orificio.

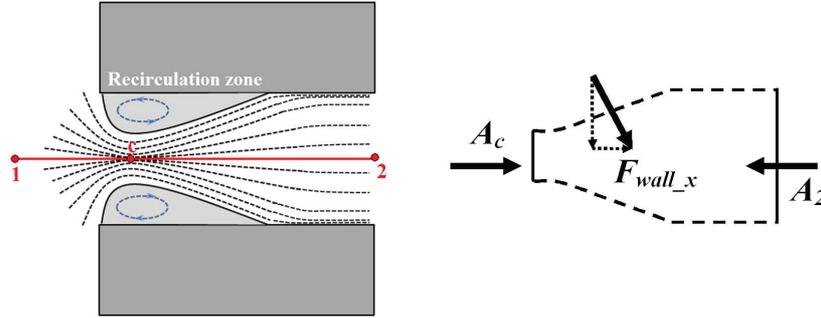


Figura 5.14: En la izquierda, esquema de la configuración del orificio. Y en la derecha, volumen de control entre la sección c y 2.

- La velocidad y las propiedades del fluido se asumen constantes en cada una de las secciones del orificio.
- El caso cavitante que se analizará se corresponderá con aquél en el que la $p_2 = p_{vapor}$.
- El caso no cavitante que se analizará se corresponderá con aquél en el que la p_c (presión en la garganta) es mayor a la p_{vap} .

Las únicas ecuaciones de las que se va a hacer uso son la de continuidad del caudal másico, el teorema de la cantidad de movimiento y la ecuación de la energía, que particularizada al caso de un fluido incompresible se traduce en el teorema de Bernoulli (obviamente, esta última ecuación sólo se utilizará en las condiciones en que no exista flujo bifásico).

Para efectuar el análisis teórico se va a comparar un caso cavitante con uno no cavitante. El caso cavitante, como ya se ha comentado, es aquél en el que la $p_2 = p_{vap}$ (de manera que entre la garganta y la sección de salida del orificio la presión es uniforme e igual a la p_{vap}). El caso sin cavitación, como ya se ha mencionado, es aquél en el que la p_c (presión en la garganta) es mayor a la p_{vap} (de manera que realmente no exista cavitación). Cabe mencionar que este caso se va a definir de manera que tenga el mismo Δp entre la entrada y salida del orificio que el caso cavitante.

Empezando por el caso sin cavitación, al no existir flujo bifásico alguno en las secciones intermedias, se puede calcular directamente tanto el caudal

másico como el flujo de cantidad de movimiento en la sección de salida por la aplicación de las ecuaciones básicas del flujo incompresible:

$$\dot{m}_{sin_cav} = \rho_f \cdot A_2 \cdot u_{2_sin_cav} \quad (5.1)$$

$$\dot{M}_{sin_cav} = \rho_f \cdot A_2 \cdot u_{2_sin_cav}^2 \quad (5.2)$$

donde $u_{2_sin_cav}$ puede ser obtenido por Bernoulli de la siguiente manera:

$$u_{2_sin_cav} = \left(\frac{2 \cdot (p_1 - p_2)}{\rho_f} \right)^{0.5} \quad (5.3)$$

Para el caso con cavitación, el caudal másico se puede escribir como:

$$\dot{m}_{con_cav} = \rho_f \cdot A_c \cdot u_{c_con_cav} = \rho_2 \cdot A_2 \cdot u_{2_con_cav} \quad (5.4)$$

donde el valor de $u_{c_con_cav}$ se puede obtener aplicando Bernoulli (pues entre la sección 1 y la c no hay flujo bifásico):

$$u_{c_con_cav} = \left(\frac{2 \cdot (p_1 - p_c)}{\rho_f} \right)^{0.5} \quad (5.5)$$

Como $p_c = p_2 = p_{vap}$, a partir de las ecuaciones (5.3) y (5.5) se puede deducir que $u_{c_con_cav} = u_{2_sin_cav}$ (puesto que la caída de presión $p_1 - p_2$ es igual en ambos casos).

Y para el flujo de cantidad de movimiento se puede escribir como:

$$\dot{M}_{con_cav} = \rho_2 \cdot A_2 \cdot u_{2_con_cav}^2 \quad (5.6)$$

A continuación se va tratar de relacionar este flujo de cantidad de movimiento a la salida con el que existe en la garganta, puesto que en esta sección sí que lo podemos conocer. Aplicando el teorema de la cantidad de movimiento entre la sección c y la 2 (el volumen de control considerado se muestra en la figura 5.14 a la derecha), tenemos (se tienen en cuenta únicamente las fuerzas de presión¹³, pues por hipótesis se asume que no hay rozamientos):

$$p_c \cdot A_c - p_2 \cdot A_2 + F_{wall_x} = \Delta \dot{M} \quad (5.7)$$

¹³Cabe mencionar que el término F_{wall_x} se refiere a la componente axial de la fuerza provocada por la pared hacia el fluido.

F_{wall_x} se puede obtener como la integración de las fuerzas de presión. La expresión es fácilmente integrable debido a que la presión es constante en todo el volumen considerado (de ahí viene precisamente el interés por escoger este caso particular):

$$F_{wall_x} = \int_c^2 p \cdot dA = p_{vap} \cdot (A_2 - A_c) \quad (5.8)$$

Sustituyendo la ecuación (5.8) en la ecuación (5.7), y teniendo en cuenta que $p_c = p_2 = p_{vap}$, se tiene:

$$p_c \cdot A_c - p_2 \cdot A_2 + p_2 \cdot A_2 - p_c \cdot A_c = 0 = \Delta \dot{M} \quad (5.9)$$

con lo que se deduce que el flujo de cantidad de movimiento es el mismo en la sección c y en la de salida. Se puede entonces reescribir la ecuación (5.6) como sigue:

$$\dot{M}_{con_cav} = \rho_2 \cdot A_2 \cdot u_{2_con_cav}^2 = \rho_f \cdot A_c \cdot u_{c_con_cav}^2 \quad (5.10)$$

Teniendo en cuenta estos resultados se puede encontrar cuál es el efecto de la cavitación sobre el caudal másico y sobre el flujo de cantidad de movimiento. En cuanto al caudal másico, dividiendo la ecuación (5.1) y la ecuación (5.4), se tiene:

$$\frac{\dot{m}_{sin_cav}}{\dot{m}_{con_cav}} = \frac{\rho_f \cdot A_2 \cdot u_{2_sin_cav}}{\rho_f \cdot A_c \cdot u_{c_con_cav}} = \frac{A_2}{A_c} \quad (5.11)$$

Y en cuanto al flujo de cantidad de movimiento, dividiendo la ecuación (5.2) y la ecuación (5.10), tenemos:

$$\frac{\dot{M}_{sin_cav}}{\dot{M}_{con_cav}} = \frac{\rho_f \cdot A_2 \cdot u_{2_sin_cav}^2}{\rho_f \cdot A_c \cdot u_{c_con_cav}^2} = \frac{A_2}{A_c} \quad (5.12)$$

Es decir, que sale lo mismo que en el caso anterior. Además, para el caso cavitante, tanto el caudal másico como el flujo de cantidad de movimiento es el mismo en la sección c y 2, por consiguiente se deduce que las velocidades también lo son, con lo que se puede escribir que $u_{2_con_cav} = u_{c_con_cav} = u_{2_sin_cav}$ ¹⁴.

¹⁴Puede parecer sorprendente que $u_{2_con_cav} = u_{c_con_cav}$. Esto solamente se puede explicar por el hecho de que $\rho_c = \rho_f$ pero $\rho_2 > \rho_f$ por efecto de la cavitación (de hecho $\rho_2 = \rho_f \cdot \frac{A_c}{A_2}$).

Por tanto, según el caso particular analizado, teóricamente el efecto de la cavitación es el mismo sobre \dot{m} y \dot{M} , con lo que la velocidad no se ve alterada. Esto significa que el proceso de cavitación, que se traduce principalmente por un cambio en la densidad al aparecer un flujo bifásico, no provoca *directamente* un aumento en la velocidad del flujo. Si bien es cierto que esta afirmación es únicamente válida para un caso muy particular (se ha hecho así porque resolver analíticamente el mismo problema en otras condiciones de presión es mucho más complicado), existe un hecho que puede ayudar a generalizar el resultado. Bien mirando, en el caso particular elegido se tiene una $p_2 = p_{vap}$, con lo que el nivel de cavitación es extremadamente importante. Si con este nivel de cavitación, muy superior al que se podría encontrar en una tobera diesel, no existe aumento de velocidad, se puede pensar que tampoco debería existir dicho aumento para un nivel de cavitación inferior. Como conclusión, aunque este resultado teórico se ha obtenido para un caso muy particular (se vuelve a insistir que ha sido así para poder resolver analíticamente el problema), parece que el resultado obtenido (que la cavitación no provoca directamente un aumento de la velocidad del flujo), se puede considerar como un resultado general.

Al llegar a este punto, si la cavitación no tiene un efecto *directo* sobre el incremento de la velocidad efectiva de inyección, cabe preguntarse cuál es, entonces, el parámetro que se ve afectado por la cavitación que sí pueda afectar a la velocidad efectiva de inyección. La hipótesis que se va a considerar aquí es que la cavitación produce un decremento en la viscosidad del fluido, cuyo efecto puede ser observado desde dos puntos de vista complementarios:

- El primero, se reduce la fricción con las paredes en la zona donde aparece la cavitación (es decir, entre la sección c y 2). En el desarrollo teórico que se acaba de presentar, justamente se había despreciado la fricción con la pared (para poder obtener una solución analítica al caso analizado). En caso de haberla considerado, lo que se hubiera encontrado es que entre la sección c y 2 el flujo de cantidad de movimiento habría disminuido menos en el caso cavitante que en el caso no cavitante, con lo que se explicaría que la reducción del flujo de cantidad de movimiento en la realidad sea menor de lo que teóricamente (es decir sin rozamientos) cabría esperar.
- El segundo, el decremento en la viscosidad del fluido conduce a un incremento en el número de Reynolds, incrementando así el carácter turbulento del flujo. Esto debe conllevar una transformación del perfil de velocidades hacia uno más de tipo “cuadrado” (la velocidad mantendrá un valor más elevado cerca de la pared). Este cambio en el perfil, que en el

fondo está relacionado con lo que se ha comentado en el punto anterior, es lo que podría justificar por qué el flujo de cantidad de movimiento se reduce en menor medida que el caudal másico, y por consiguiente la razón del incremento de la velocidad efectiva de inyección.

Esto último sobre el efecto de la viscosidad del fluido en el perfil de velocidad es lo que se analizará en el siguiente apartado.

5.4. Análisis del efecto de la viscosidad efectiva en el perfil de velocidad

Se acaba de comentar que la caída de viscosidad provocada por la cavitación debe, en principio, conducir a un perfil de velocidades más de tipo “cuadrado”. Ese cambio en la forma del perfil de velocidad posiblemente pueda explicar por qué el flujo de cantidad de movimiento se reduce en menor medida que el caudal másico, y por consiguiente justificar la razón del incremento en la velocidad efectiva de inyección.

Para validar estas hipótesis se han realizado algunas simulaciones en el código CFD OpenFOAM [11, 12]. En el trabajo de Payri y otros [13] se ha validado este código en condiciones diesel, en condiciones cavitantes y condiciones no cavitantes. A continuación se describen los aspectos relevantes acerca de cómo se han llevado a cabo las simulaciones, así como del análisis que se ha hecho a partir de dichas simulaciones. En la tabla 5.8 se resumen las principales características y parámetros de las simulaciones. Se ha analizado el efecto de la viscosidad del fluido (de todo el fluido, sin considerar flujo bifásico) sobre el flujo en una tobera mono-orificio de geometría convergente (para evitar la cavitación y, por tanto, el flujo bifásico) con un orificio de diámetro de salida de $112 \mu\text{m}$ y de longitud 1 mm . Se ha utilizado el modelo de turbulencia $k - \varepsilon\text{RNG}$, con valores estándar para los diferentes parámetros. Debido a que el orificio es axisimétrico, se ha definido una malla 2D- axisimétrica de 32 000 celdas que se muestra en la figura 5.15. En el trabajo de Payri y otros [14], se ha revisado la independencia de los resultados con el tamaño de malla (esta misma malla es la que se ha utilizado en las simulaciones que aquí se presentan). Además, estos resultados se han comparado con resultados experimentales, obteniendo una buena concordancia entre ambos. Para el caso de referencia, correspondiente al caso de mayor viscosidad (los detalles sobre éste se muestran más adelante), el $y+$ cerca de la pared (distancia adimensional a la pared, la cual se define en [15]) es de 1.6, lo que indica una precisión más que aceptable de la malla para analizar los perfiles de velocidad [15]. En

Tipo de cálculo	2D axisimétrico
Número de celdas	32 000
Modelo de turbulencia	$k - \varepsilon$ RNG
Tipo de flujo	Incompresible
Geometría del orificio	Cónica (convergente)
Diámetro de salida	112 μm
Longitud del orificio	1 mm
Densidad del fluido	835 kg/m^3
Viscosidad del fluido	$3.67 \cdot 10^{-3} / 7.34 \cdot 10^{-4} / 1.829 \cdot 10^{-4} kg/(m \cdot s)$

Tabla 5.8: Principales características y parámetros de las simulaciones que se han realizado con el código CFD Open-FOAM.

las simulaciones se ha utilizado una p_{rail} de 71 MPa y una p_{back} de 1 MPa. Posteriormente se han comparado los perfiles de velocidad en la sección de salida del orificio para tres niveles distintos de viscosidad del fluido simulados:

- $Visc_{liq} = 3.67 \cdot 10^{-3} kg/(m \cdot s)$ (correspondiente a la del gasoil puro),
- $Visc_{liq} \times 0.2 = 7.34 \cdot 10^{-4} kg/(m \cdot s)$ (80 % menos que la del gasoil líquido, que correspondería a la viscosidad de una mezcla de gasoil líquido y vapor de gasoil con una fracción másica de vapor de 0.8, como se explica más adelante), y
- $Visc_{liq} \times 0.05 = 1.829 \cdot 10^{-4} kg/(m \cdot s)$ (95 % menos que la del gasoil líquido, que correspondería a la viscosidad de una mezcla de gasoil líquido y vapor de gasoil con una fracción másica de vapor de 0.95).

Para el cálculo de estos niveles de viscosidad se ha tenido en cuenta la manera en cómo se determina la viscosidad de una mezcla bifásica en los códigos CFD comerciales, es decir, se ha asumido que la viscosidad de la mezcla es el promedio ponderado, en función de la fracción másica de vapor, de la viscosidad del líquido y la del vapor: $\mu_m = \mu_f \cdot (1 - Y_{vap}) + \mu_{vap} \cdot Y_{vap}$ (como se ha realizado en el trabajo de Payri y otros [13], por ejemplo).

En la figura 5.16 se muestra el perfil de viscosidad efectiva¹⁵ en la sección de salida en función de la coordenada radial normalizada (ξ , definida como

¹⁵Esta corresponde a la suma de la viscosidad laminar y la turbulenta.

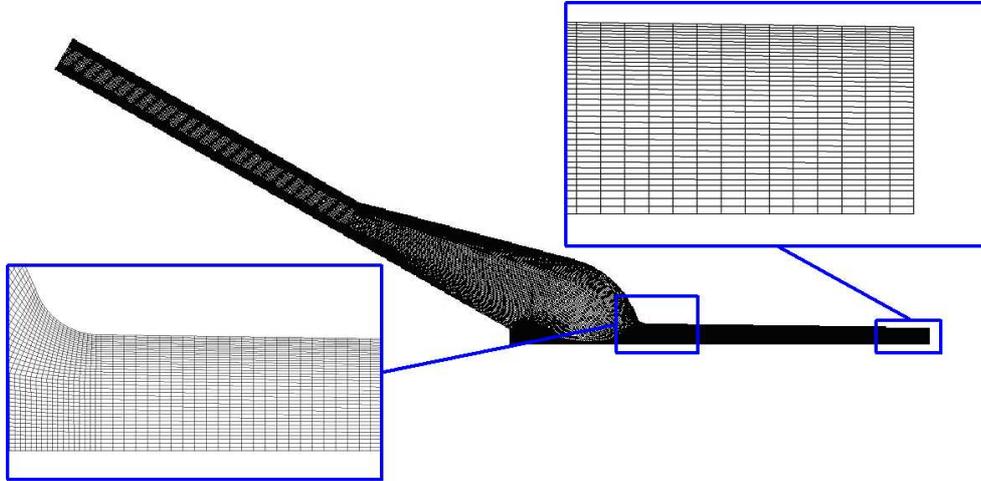


Figura 5.15: Detalles de la malla que se ha utilizado en los cálculos CFD Open-FOAM.

el cociente entre r , la coordenada radial, y R , el radio). Por un lado, se puede observar que los valores de viscosidad efectiva mantienen sensiblemente la proporción de las viscosidades laminares (es decir la proporcionalidad de los factores entre las diferentes viscosidades efectivas son aproximadamente similares a los de las viscosidades laminares), y de esta manera se ha tenido éxito para obtener diferencias en los niveles de viscosidad cambiando las viscosidades laminares. Por otro lado, la evolución de la viscosidad efectiva en función de la coordenada radial normalizada, muestra que se tiene el valor máximo cerca de la pared del orificio. En esta región la velocidad del fluido tiene el cambio máximo (gradiente máximo), teniendo de esta manera una intensidad de turbulencia máxima. Este hecho podría justificar la existencia de una viscosidad efectiva máxima.

En la figura 5.17 se ilustran los perfiles de velocidad para los tres casos que se han simulado. A partir de esta figura se puede observar claramente que la viscosidad afecta de manera muy significativa al perfil y en el sentido que era de esperar: es decir a medida que disminuye la viscosidad, el perfil se asemeja más a uno de tipo “cuadrado”. La razón de este comportamiento es que una reducción en la viscosidad del fluido conduce a un incremento en el número de Reynolds, y este último a un aumento en el carácter turbulento del flujo, reflejándose esto último en un cambio en el perfil de velocidad a una forma más “cuadrada” [16]. Como una referencia del impacto de este cambio en el

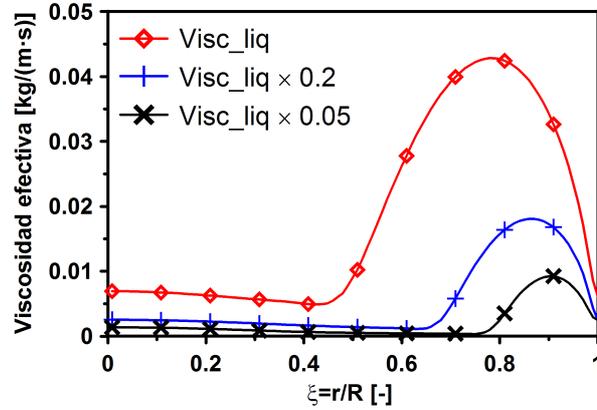


Figura 5.16: Perfiles de viscosidad efectiva en función de la coordenada radial normalizada para los tres niveles de viscosidad que se han simulado.

Caso	$u_{eff} = \dot{M}/\dot{m}$ [m/s]	u_{eff} ratio [-]	Y_{vap} [-]
<i>Visc_liq</i>	354.0	1.000	0
<i>Visc_liq</i> × 0.2	380.3	1.074	0.8
<i>Visc_liq</i> × 0.05	389.8	1.101	0.95

Tabla 5.9: Velocidad efectiva y su proporcional cambio respecto al primer caso, y la fracción másica de vapor para los tres casos analizados.

perfil de velocidad, el C_d para los tres niveles de viscosidad se movió desde 0.808 hasta 0.903 y 0.932, respectivamente.

Para estos tres perfiles obtenidos se ha calculado el valor de la velocidad efectiva de inyección, calculada ésta como \dot{M}/\dot{m} . Los resultados obtenidos se muestran en la tabla 5.9 (se dan los resultados en absoluto y en relativo con respecto al caso de mayor viscosidad). Los valores obtenidos son equiparables a los experimentales que se han mostrado previamente en la figura 5.12. Se puede decir, pues, que la hipótesis formulada (es decir que existe un cambio del perfil de velocidad provocado por la variación de la viscosidad del fluido consecuencia de la cavitación) puede perfectamente explicar los resultados experimentales que se obtienen: es decir la cavitación se refleja en un colapso del caudal másico y una reducción del flujo de cantidad de movimiento en menor medida que la de caudal másico, por consiguiente en un incremento de la velocidad efectiva de inyección. Una posible crítica que se puede hacer a la vista de estos resultados es que la variación de viscosidad que conduce a una alteración significativa del

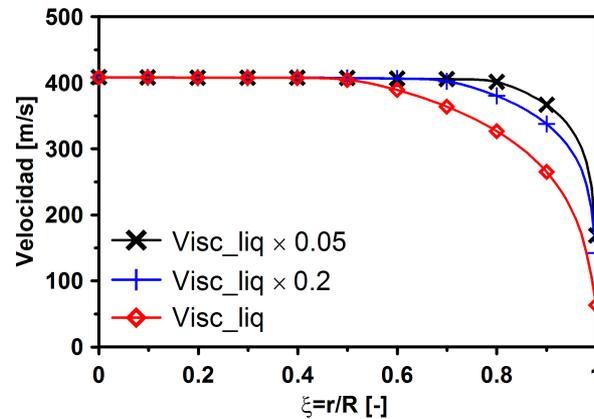


Figura 5.17: Perfiles de velocidad en función de la coordenada radial normalizada para los tres niveles de viscosidad que se han simulado.

perfil de velocidades, que a su vez lleva a un incremento de la velocidad efectiva de inyección equiparable a la hallada experimentalmente, es excesiva. En este punto conviene aclarar que, en estas simulaciones, la bajada de viscosidad (que en realidad está asociada a la presencia de vapor) se hace de manera uniforme en toda la sección, mientras que en la realidad, el vapor que produce la cavitación se concentra sobre todo cerca de las paredes del orificio [17, 18]. Por lo tanto, para valores de fracción másica de vapor global relativamente bajos y coherentes con los resultados experimentales, la fracción másica de vapor local cerca de las paredes y la bajada de viscosidad local asociada son mucho más importantes. Es justamente esta bajada de viscosidad cerca de la pared del orificio que puede potencialmente cambiar el perfil de velocidad (pues éste cambia precisamente en esa zona cercana a la pared). Precisamente esto es lo que se va a validar en el siguiente apartado.

5.5. Análisis del efecto de las variaciones locales de fracción másica de vapor y viscosidad en el perfil de velocidad

Finalmente, con el objetivo de dar un poco más de validez a los resultados que se tienen hasta ahora, se han realizado algunas simulaciones pero ahora con el código CFD Star-CD, utilizando un modelo de cavitación basado en la representación lineal de la ecuación de Rayleigh-Plesset [19, 20]. A continua-

ción se describen los aspectos relevantes acerca del cómo se han llevado a cabo las simulaciones, así como del análisis que se ha hecho a partir de las simulaciones. En la tabla 5.10 se resumen las principales características y parámetros de las simulaciones. La tobera que se estudiará es de geometría cilíndrica, la cual propicia el fenómeno de la cavitación. Los detalles geométricos de dicha tobera, se han obtenido a partir de la tobera que se ha presentado en la tabla 5.7. En cuanto al modelo de turbulencia que se ha utilizado en esta sección es diferente en comparación al que se ha empleado en la sección previa (con el código CFD OpenFOAM). El modelo de turbulencia empleado en esta sección se ha considerado por dos motivos: el primero, porque éste es más simple, y por tanto permite que se tengan simulaciones ligeramente más rápidas, lo cual se agradece mucho en simulaciones 3D. Y el segundo motivo es, porque en el trabajo de Margot y otros [21], se demuestra que los resultados de las simulaciones son bastante independientes del modelo de turbulencia empleado.

Se ha utilizado una malla 3D con alrededor de 57 000 celdas, cuyos detalles se ilustran en la figura 5.18. Aquí, al igual que en el apartado anterior, en el trabajo de Margot y otros [22], se ha revisado la independencia de los resultados con el tamaño de malla (esta misma malla es la que se ha utilizado en las simulaciones que aquí se presentan). Estos resultados se han comparado con resultados experimentales, obteniendo una buena concordancia entre ambos. Se realizarán tres conjuntos de simulaciones a un Δp ($p_{rail} - p_{back}$) constante, manteniendo así el número de Re en cada uno de los conjuntos. Para lograr esto se ha variado al mismo tiempo la p_{rail} y la p_{back} . Los casos que se han simulado son los siguientes (identificados por la pareja $p_{rail}-p_{back}$):

- Conjunto 1: 31 - 1 MPa, 36 - 6 MPa, 40 - 10 MPa y 48 - 18 MPa.
- Conjunto 2: 71 - 1 MPa, 76 - 6 MPa, 80 - 10 MPa y 88 - 18 MPa.
- Conjunto 3: 141 - 1 MPa, 146 - 6 MPa, 150 - 10 MPa y 158 - 18 MPa.

Para el caso 71 - 1 MPa, que es equivalente al caso de referencia del apartado anterior, el $y+$ cerca de la pared es de 4.8 (es decir tres veces más grande comparado con el del caso anterior). La principal razón de esto es simplemente por la baja resolución en la malla, porque ahora la malla es 3D, mientras que en el apartado anterior era 2D. A pesar de esta menor precisión en la malla, se puede considerar aceptable para el análisis de los perfiles de velocidad [15].

En la figura 5.19 se muestran los perfiles de velocidad (que se han obtenido en la sección de salida del orificio de la tobera) de dos casos: el primero, el cual

Tipo de cálculo	3D
Número de celdas	$\sim 57\ 000$
Modelo de turbulencia	Estándar $k - \varepsilon$
Modelo de cavitación	Representación lineal de la ecuación de Rayleigh-Plesset
Geometría del orificio	Cilíndrica
Diámetro del orificio	$163\ \mu m$
Longitud del orificio	$1\ mm$
Densidad del fluido	$835\ kg/m^3$
Viscosidad del fluido	$3.67 \cdot 10^{-3}\ kg/(m \cdot s)$ (Líquido)

Tabla 5.10: Principales características y parámetros de las simulaciones que se han realizado con el código Star-CD.

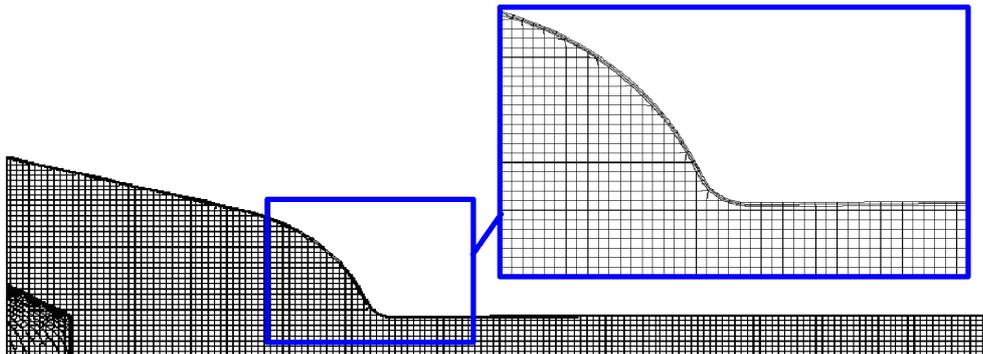


Figura 5.18: Detalles de la malla que se ha utilizado en los cálculos CFD con Star-CD.

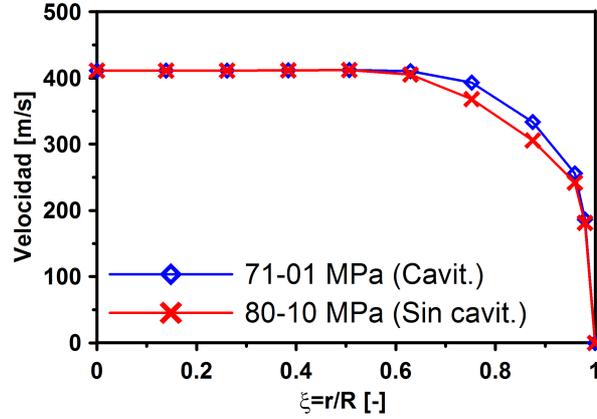


Figura 5.19: Perfiles de velocidad en función de la coordenada radial normalizada correspondientes a los dos casos que se han elegido para el análisis (uno cavitante y otro no cavitante), ambos casos simulados en Star-CD, haciendo uso de un modelo de cavitación basado en la ecuación de Rayleigh.

p_{rail} [MPa]	p_{back} [MPa]	$u_{eff} = \dot{M}/\dot{m}$ [m/s]	u_{eff} ratio [-]	C_d [-]
80	10	367.23	1.0	0.851
71	1	384.07	1.046	0.807

Tabla 5.11: Velocidad efectiva y el C_d para los dos casos simulados en el código CFD Star-CD.

corresponde al de una p_{rail} de 80 MPa y una p_{back} de 10 MPa (condiciones no cavitantes), y el segundo, corresponde al de una p_{rail} de 71 MPa y una p_{back} de 1 MPa (condiciones cavitantes). En esta figura se puede observar que la tendencia es exactamente la misma que se había observado y comentado anteriormente, quedando aún más reforzado el resultado acerca del cambio del perfil de velocidad consecuencia de la cavitación.

En la tabla 5.11 se muestran los valores numéricos de la velocidad efectiva de inyección (tanto los valores absolutos, calculados como \dot{M}/\dot{m} como los valores relativos respecto al caso no cavitante), y del C_d , para estos dos casos simulados con el código Star-CD.

En las figuras 5.20 y 5.21, se muestran respectivamente la evolución radial de la fracción másica de vapor en el interior de la tobera y la viscosidad efectiva para los mismos casos que se han mostrado en la figura 5.19. Se puede observar que el cambio en el perfil de velocidad va en el mismo sentido que

el observado cuando se cambió la viscosidad en toda la sección del orificio. Éste puede ser explicado por la variación de viscosidad causada por la cavitación, que solamente tiene lugar en la periferia del orificio. Con el propósito de concluir el análisis de las simulaciones realizadas en el código CFD Star-CD, a continuación se van a comparar los resultados de las simulaciones con resultados experimentales. Esta comparación se realizará de la siguiente manera: el incremento de la velocidad efectiva de inyección (caracterizado por el coeficiente de velocidad, C_v) se representará en función de un parámetro relacionado con la intensidad de cavitación (que es el responsable del incremento en la velocidad efectiva de inyección). El parámetro elegido para esto último es el C_d . Con el fin de hacer que los resultados sean más intuitivos, ambos parámetros (es decir el C_d y C_v) se normalizarán con el correspondiente caso no cavitante. La misma información que se ha presentado previamente en la figura 5.12, se presenta nuevamente en la figura 5.22, pero ahora teniendo en cuenta el nuevo camino que se ha descrito anteriormente. En esta misma figura también se representan todos los resultados de las simulaciones CFD que se han mencionado previamente. En dicha figura se puede apreciar una buena concordancia entre los resultados de las simulaciones con los resultados experimentales, por consiguiente, esto valida el análisis hecho a partir de las simulaciones.

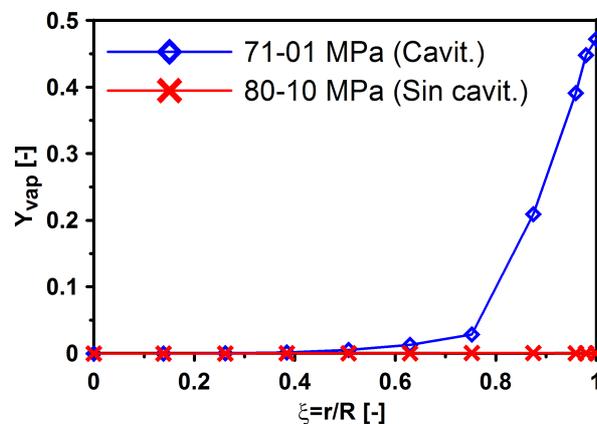


Figura 5.20: Evolución de la fracción másica de vapor en función de la coordenada radial normalizada, de los dos casos mostrados en la figura 5.19.

Seguidamente se describen las principales conclusiones que se han obtenido en el apartado que se acaba de completar:

- Se confirman los resultados obtenidos en el apartado anterior (en donde la variación de la viscosidad del fluido se hizo en toda la sección del

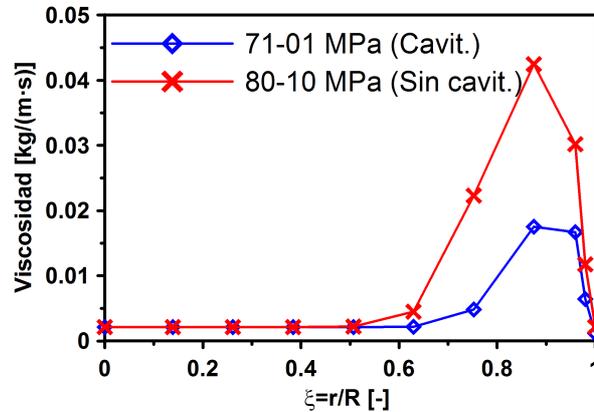


Figura 5.21: Evolución de la viscosidad efectiva en función de la coordenada radial normalizada, de los casos mostrados en la figura 5.19.

orificio), es decir, que el cambio en el perfil de velocidad puede explicar el por qué el flujo de cantidad de movimiento se reduce en menor medida que el caudal másico, y por consiguiente el por qué del incremento de la velocidad efectiva de inyección.

- La cavitación presente en la periferia del orificio explica el cambio en el perfil de velocidad.

5.6. Conclusiones globales

En el capítulo que ahora se concluye se ha profundizado en el conocimiento de la influencia de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección, y ello a través de la realización de cuatro estudios: el primero, análisis experimental del efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección. El segundo, análisis teórico de los efectos directos de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección. El tercero, análisis del efecto de la viscosidad efectiva en el perfil de velocidad. Y el cuarto, análisis del efecto de las variaciones locales de fracción másica de vapor y viscosidad en el perfil de velocidad. Seguidamente se sintetizan las conclusiones extraídas, a partir de cada uno de los estudios realizados.

- La cavitación tiene un efecto directo sobre el caudal másico, el cual se reduce de manera significativa debido al colapso provocado por ésta.

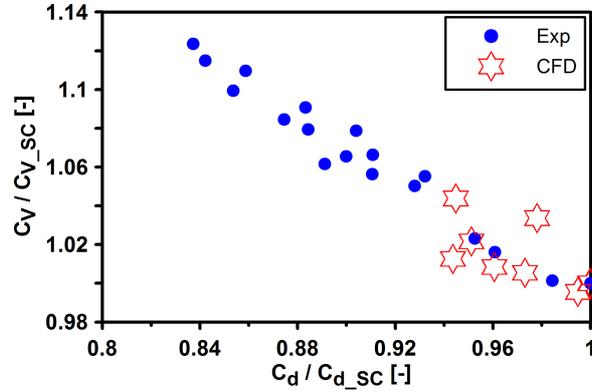


Figura 5.22: Variación del C_v en función de la variación del C_d para los datos experimentales mostrados en la figura 5.12. En esta misma figura se representa la información correspondiente a los resultados CFD.

- Experimentalmente se observa que el flujo de cantidad de movimiento también se ve reducido, pero en menor medida que el caudal másico. Este hecho, junto con el anterior, provoca un aumento en la velocidad efectiva de inyección.
- El desarrollo teórico para el caso simplificado que se ha estudiado permite afirmar que la cavitación no tiene un efecto directo sobre la velocidad efectiva de inyección (pues, en principio, ésta no se vería alterada). Pero al existir un flujo bifásico el comportamiento es un tanto más complejo. Así al aparecer vapor en la región cercana a la pared del orificio, la viscosidad del fluido se ve reducida, produciéndose una disminución de la fricción con las paredes que tiene una consecuencia que se puede mirar desde dos puntos de vista relacionados entre sí: (1) se pierde menos flujo de cantidad de movimiento en esa zona de la tobera (por disminución del rozamiento al existir ese “colchón” de vapor), y (2) se altera el perfil de velocidad, haciéndose más de tipo “cuadrado”. Este cambio en el perfil de velocidad es el que explica el por qué el flujo de cantidad de movimiento se reduce en menor medida que el caudal másico, de manera que la velocidad efectiva de inyección (que es el cociente de estas dos magnitudes) crece, lo que es coherente con lo observado experimentalmente.
- A pesar de lo anterior, al comparar la velocidad efectiva de inyección que se tiene tanto en la tobera cónica (tobera que inhibe el fenómeno de la cavitación) como en la tobera cilíndrica (tobera que propicia el fenómeno de la cavitación), se ha encontrado que ésta es mayor en la tobera cónica

(esta afirmación es válida únicamente para toberas con saco, no para toberas VCO).

- A partir del \dot{m}_f , \dot{M}_f y u_{eff} se ha encontrado que la tobera mono-orificio presenta un comportamiento cuantitativamente diferente (si bien cualitativamente similar) al de la tobera de tres orificios (tobera cercana a la real). Por consiguiente, a la hora de extrapolar resultados de toberas mono-orificio a toberas multi-orificio debería de hacerse con mucho cuidado.

Al hilo del penúltimo punto (la tobera cónica tiene mayor u_{eff} que la cilíndrica, a pesar de que ésta cavite -en toberas con saco-), ¿qué ocurrirá con el proceso de mezcla, que está afectado por la u_{eff} ?, ¿será mejor en la tobera cónica por el hecho de tener mayor velocidad?, ¿o la cavitación afecta de otra manera al proceso de mezcla?. Esta cuestión será abordada en el siguiente capítulo.

5.A. Anexo: Metodología para determinar las pérdidas de carga en un inyector diesel common rail de segunda generación

En el presente anexo se proporcionan más detalles, por un lado, del procedimiento que se seguirá para determinar las pérdidas de carga en el inyector y, por otro lado, de los resultados que se han obtenido.

A modo de resumen se mencionan a continuación los apartados de los que está compuesto el presente anexo: en el apartado 5.A.1, se realizará una breve descripción de la instalación experimental que se ha utilizado para determinar las pérdidas de carga en el inyector, y se cuantificarán las pérdidas de carga que existen en el inyector. En el apartado 5.A.2, se estudiará el efecto que tiene la deformación de la aguja sobre las pérdidas de carga. En el apartado 5.A.3, se analizarán las pérdidas de carga en una tobera real, como complemento a lo visto en el apartado anterior. Y finalmente en el último apartado se describirán las conclusiones obtenidas.

5.A.1. Determinación de las pérdidas de carga

En la figura 5.23 puede observarse una ilustración del equipo experimental empleado para determinar las pérdidas de carga en un inyector diesel common rail de segunda generación. El funcionamiento del equipo experimental

se detalla a continuación. El inyector (el cual corresponde a uno de segunda generación, utilizado en automoción, en motores 1.6 HDI-DV6 TED4 FAP), se coloca en el alojamiento previsto a tal efecto en la cámara de descarga, de manera que, al inyectar, ésta se llenará de combustible. Mediante una válvula de regulación, este combustible se mantiene a la presión de descarga o contrapresión deseada. Para poder determinar las pérdidas de carga en el inyector, se ha realizado un corte en la parte final de la tobera, justo aguas arriba de los orificios (ver detalle en la figura 5.23), por lo que el saco ahora es accesible, y la presión que se controla es precisamente la del saco.

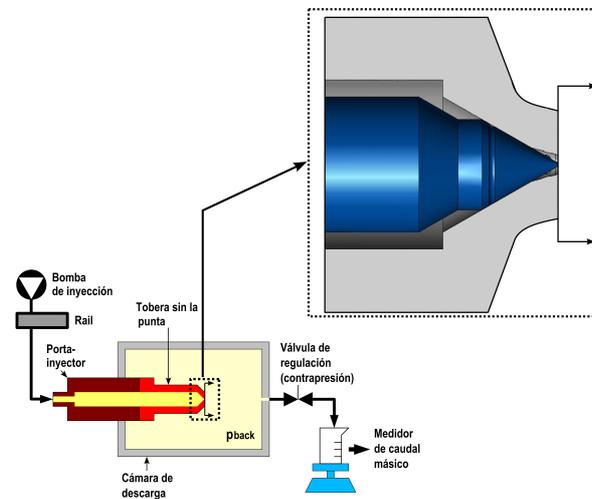


Figura 5.23: Equipo experimental utilizado para la determinación de las pérdidas de carga en el inyector.

En un inyector operando en condiciones normales, en su porta-inyector no existe cavitación. Ahora bien, en el experimento para la medida de las pérdidas de carga, se puede controlar el valor de la p_{sac} , por lo que se ha de tener la precaución de utilizar una p_{sac} elevada (en el experimento se ha utilizado una p_{sac} de 5 MPa), para evitar que exista cavitación en el porta-inyector. Con el fin de alcanzar un flujo continuo por un lado, se extrajo la válvula de bola inyector (recordando que ésta controla la apertura del inyector). Y por otro lado, la línea de retorno del inyector se dejó siempre abierta. En la figura 5.24 se muestran los resultados experimentales que se han obtenido al caracterizar las pérdidas de carga en el inyector. Todos los puntos experimentales fueron ajustados a la siguiente ecuación:

$$\Delta p_{PI+asiento}[MPa] = 0.0514 \cdot (\dot{m}_f[g/s])^{1.7761} \quad R^2 = 0.9954 \quad (5.13)$$

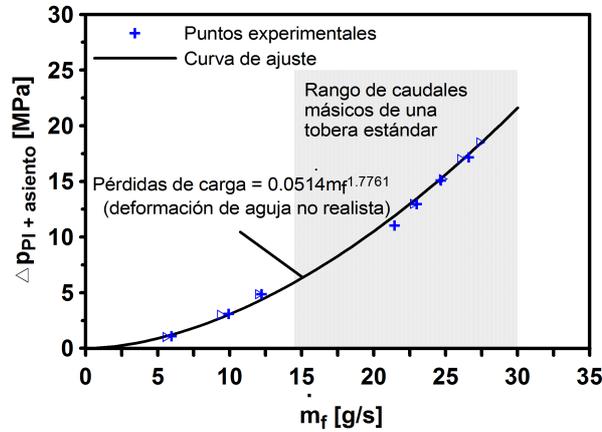


Figura 5.24: Pérdidas de carga en el inyector.

donde las pérdidas de carga incluyen las del porta-inyector (PI) y las del asiento de la aguja. Esta curva puede ser utilizada para interpolar y/o extrapolar ligeramente el valor de la pérdida de carga para cualquier valor de caudal másico. En la figura 5.24 se puede percibir que las pérdidas de carga en el inyector pueden llegar a ser bastante elevadas en algunos casos (en concreto a altos valores de caudal másico).

Cabe señalar que, si bien el rango de caudales ensayados es realista¹⁶, las presiones no lo son. En efecto, la p_{back} ($= p_{sac}$ en esta instalación) estaba limitada, por la resistencia mecánica de la instalación, a 5 MPa, y de esta manera la p_{rail} no podía ser muy elevada. En un caso real, si bien $p_{rail} - p_{sac}$ es similar a lo que se tiene en la instalación diseñada, los valores absolutos de p_{rail} y p_{sac} son mucho mayores.

Según la bibliografía, la p_{rail} afecta a tres aspectos: el primero, a las propiedades del combustible [23], el segundo, a las fugas internas del inyector [24], y el tercero, a la deformación de la aguja [25, 26]. Respecto al primer aspecto, varios autores [25, 26] consideran las propiedades del combustible constantes con la p_{rail} y la temperatura, por tanto el efecto no debe ser muy significativo. En relación al segundo aspecto, algunos autores [25, 27] asumen que el sellado entre los componentes mecánicos del inyector es perfecto, por consiguiente las fugas internas las consideran despreciables. Y con respecto al tercer aspecto, las deformaciones elásticas de algunos elementos (como por ejemplo la aguja)

¹⁶No se pudieron ensayar caudales máxicos mayores por limitación de la bomba de inyección, ya que en este montaje el caudal másico es continuo, mientras que una bomba de inyección está diseñada para operar con inyecciones relativamente cortas (pocos grados de ángulo de giro de cigüeñal).

pueden llegar a tener elevados valores, cerca del mismo orden de magnitud que los desplazamientos de dichos elementos, debido a la alta presión [28]. Al haber una deformación de la aguja, hay un cambio en la sección de paso entre la superficie y el asiento de la aguja, por lo que puede tener un efecto no despreciable sobre las pérdidas de carga. El análisis del efecto de la deformación de la aguja sobre las pérdidas de carga es lo que se va a realizar en el apartado siguiente.

5.A.2. Efecto de la deformación de la aguja sobre las pérdidas de carga

El efecto de la deformación de la aguja sobre las pérdidas de carga no se pudo estudiar experimentalmente en la instalación presentada en el apartado previo debido a la limitación física de la misma (la presión de descarga estaba limitada a un valor máximo de 5 MPa). Por esta razón el estudio de este efecto será estudiado a través de un cálculo aproximado que tiene en cuenta la física del problema. Los detalles de este cálculo se presentan mediante cuatro etapas. En la primera, se analiza el efecto de la p_{rail} sobre la deformación de la aguja. En la segunda, se estudia el efecto de la deformación de la aguja sobre las pérdidas de carga en el asiento de la aguja. En la tercera, se caracteriza la relación entre el caudal másico y la caída de presión en la tobera y, finalmente se define un algoritmo de cálculo para poner todos los aspectos juntos. A continuación se detallan cada una de las etapas anteriormente descritas.

5.A.2.1. Efecto de la p_{rail} sobre la deformación de la aguja

La deformación de la aguja viene dada por la ecuación 5.14.

$$h = h_o + K_{def_aguja} \cdot p_{rail} \quad (5.14)$$

donde h es el levantamiento con deformación de aguja, h_o es el levantamiento nominal de la aguja, K_{def_aguja} es la constante de rigidez de la aguja, y p_{rail} es la presión en el common rail. En esta ecuación se ha asumido que la p_{rail} es la principal responsable de la deformación de la aguja, por dos razones: la primera, porque la presión que llega en la parte inferior de la aguja es prácticamente la p_{rail} , lo cual es cierto dado que las pérdidas de carga en el porta-inyector son muy pequeñas (esto se demostrará después), y la segunda porque en la parte inferior de la aguja existe, mayoritariamente, la p_{rail} , pues el apoyo aguja-asiento se encuentra más bien hacia la punta de la aguja (ver figura 5.25), de manera que la mayor parte de la superficie se encuentra a p_{rail} y no a p_{sac} .

Para ver el efecto de la p_{rail} sobre la deformación de la aguja, se utilizará la ecuación 5.14. Para los cálculos se tendrá en cuenta un valor de h_o de 0.25 mm (que corresponde al levantamiento nominal máximo de la aguja), y una K_{def_aguja} de $8.09 \cdot 10^{-13} \text{ m/Pa}$. Este último parámetro se ha calculado teniendo en cuenta una geometría realista de la aguja, considerando una combinación de varias barras de acero, con la metodología presentada en [27]. Bajo estas suposiciones y utilizando la ecuación 5.14 se puede ver que para una p_{rail} de 100 MPa se tiene un levantamiento máximo de la aguja de $330 \text{ }\mu\text{m}$, es decir se tiene un incremento del 32% del levantamiento nominal máximo de la aguja. Resultados similares se encuentran reportados en [27]. Se puede concluir que la deformación de la aguja puede ser muy importante en los inyectores diesel debido a los elevados niveles de p_{rail} .

5.A.2.2. Efecto de la deformación de la aguja sobre las pérdidas de carga en el asiento de la aguja

Antes de detallar este apartado, en la figura 5.25 se muestra la nomenclatura que se utilizará para analizar el efecto de la deformación de la aguja sobre las pérdidas de carga. Como se ha explicado en § 2.2.1, el inyector se divide en tres partes principales: el porta-inyector (subíndice “PI”, el asiento (subíndice “asiento”) y el orificio (subíndice “orif”). Cada parte se caracteriza por su coeficiente de descarga, C_d , su área de la sección transversal, A , y sus pérdidas de carga (Δp).

El efecto que tiene la deformación de la aguja sobre las pérdidas de carga, se analizará utilizando la ecuación 5.15.

$$\Delta p_{PI+asiento.con.def} = \Delta p_{PI} + \Delta p_{asiento} \quad (5.15)$$

donde Δp_{PI} son las pérdidas de carga que existen en el porta-inyector, las cuales se determinan a partir de la ecuación de Darcy-Weisbach [16], y $\Delta p_{asiento}$ son las pérdidas de carga que existen entre la superficie y el asiento de la aguja, las cuales se encontrarán a partir de la ecuación 5.16, que muestra el flujo a través del asiento de la aguja.

$$\dot{m}_f = \sqrt{2 \cdot \Delta p_{asiento.con.def} \cdot \rho_f} \cdot (C_d \cdot A(h))_{asiento} \quad (5.16)$$

En esta ecuación $(C_d \cdot A(h))_{asiento}$ es igual a $C_{d.asiento} \cdot A_{asiento}(h)$, donde $A_{asiento}$ es el área del asiento de la aguja y, $C_{d.asiento}$ es el coeficiente de descarga del asiento.

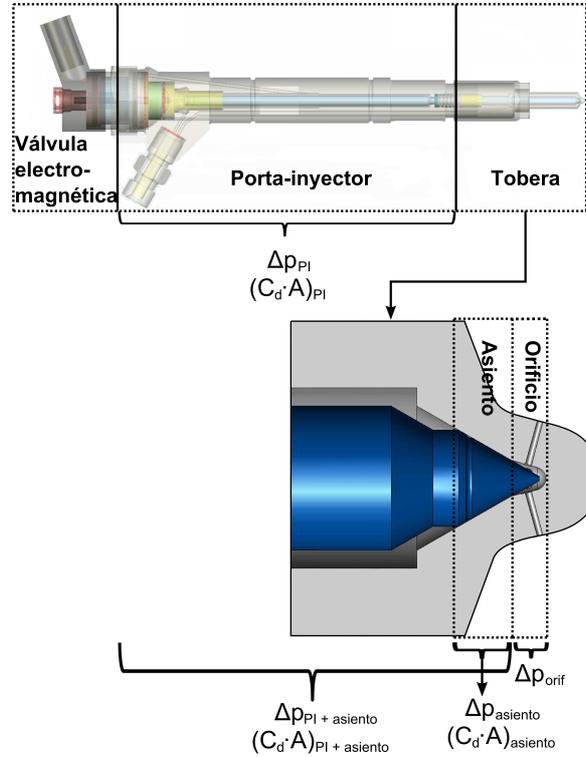


Figura 5.25: Esquema de un inyector diesel, a través del cual se ilustra la nomenclatura que se utilizará en el presente estudio.

Con el propósito de resolver la ecuación 5.15, en primer lugar es necesario determinar las pérdidas de carga en el porta-inyector. A continuación se describe el procedimiento que se seguirá para determinar dichas pérdidas de carga.

Pérdidas de carga en el porta-inyector

El flujo a través del porta-inyector, está dado por la siguiente ecuación:

$$\dot{m}_f = \sqrt{2 \cdot \Delta p_{PI} \cdot \rho_f} \cdot (C_d \cdot A)_{PI} \quad (5.17)$$

La sección interior del porta-inyector, puede considerarse como una tubería, por consiguiente las pérdidas de carga pueden ser determinadas por la ecuación de Darcy Weisbach [16]:

$$\Delta p_{PI} = \frac{f \cdot \rho_f \cdot u^2 \cdot L}{2 \cdot D} \quad (5.18)$$

donde Δp_{PI} son las pérdidas de carga en el porta-inyector en Pa , f es el factor de fricción (el cual es adimensional), ρ es la densidad del combustible (830 kg/m^3 para un gasoil estándar), u es la velocidad del fluido en m/s , L es la longitud del porta-inyector (en el presente caso ésta es de 0.115 mm), y D es el diámetro del interior del porta-inyector (para el porta-inyector considerado aquí, éste es de 0.00216 m).

Respecto al coeficiente de fricción, éste se puede obtener del siguiente modo:

- Para flujos laminares ($Re < 2000$) se utiliza la ecuación de Poiseuille [16]:

$$f = \frac{64}{Re} \quad (5.19)$$

- Para flujos turbulentos ($Re > 2000$) se emplea la ecuación de Swamee y Jain [16]:

$$f = \frac{0.25}{\left[\log \left(\frac{\varepsilon}{3.71 \cdot D} + \frac{5.74}{Re^{0.9}} \right) \right]^2} \quad (5.20)$$

donde ε es la rugosidad de la superficie.

Con todas estas ecuaciones las Δp_{PI} se calcularán para un rango de \dot{m}_f de 0.5 a 50 g/s . En la figura 5.26 se representan los resultados que se obtuvieron. Éstos demuestran que las pérdidas de carga en el porta-inyector son muy pequeñas, por lo que se pueden despreciar. En los cálculos se ha considerado un valor de ε de 0.1 mm . Este valor es mayor al real teniendo como referencia el acabado que tiene una tobera diesel, pero incluso con esta opción pesimista las pérdidas de carga salen despreciables. Por consiguiente las pérdidas de carga en el porta-inyector son despreciables.

Teniendo en cuenta la conclusión antes descrita la ecuación 5.15 queda como:

$$\Delta p_{PI+asiento_con_def} = \Delta p_{PI} + \overset{0}{\Delta p_{asiento}} = \Delta p_{asiento} \quad (5.21)$$

donde $\Delta p_{asiento}$ se encontrará a partir de la ecuación 5.16, ya descrita anteriormente. Pero para ello hace falta conocer tanto el $A_{asiento}$ como el $C_{d,asiento}$. Seguidamente se describe, en primer lugar, el procedimiento que se seguirá para determinar el $A_{asiento}$.

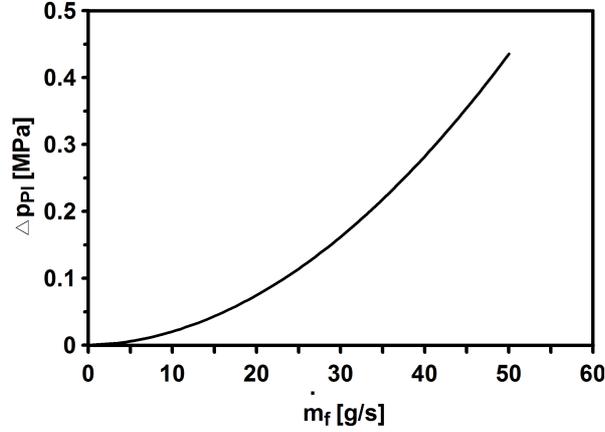


Figura 5.26: Pérdidas de carga en el porta-inyector.

Área entre la superficie y el asiento de la aguja

El área entre la superficie y el asiento de la aguja se encontrará a partir de la ecuación 5.22, la cual se obtuvo del manual del código unidimensional AMESim [29].

$$Area = \left(d_s - h \cdot \sin \frac{\alpha}{2} \cdot \left[\cos \frac{\alpha}{2} + \sin \frac{\alpha}{2} \cdot \tan \beta_1 \right] \right) \cdot \frac{\pi \cdot h \cdot \sin \frac{\alpha}{2}}{\cos \beta_1} \quad (5.22)$$

En la figura 5.27, se muestran los principales parámetros de la ecuación 5.22. d_s es el diámetro del saco, su valor es de 0.57 mm . h es el levantamiento de la aguja, su valor se conoce a partir de la ecuación 5.14. $\frac{\alpha}{2}$ es el ángulo medio de la punta de la aguja, su valor es de 30° . El valor de $\tan \beta_1$ se define como:

$$\tan \beta_1 = M_1 - \sqrt{M_1^2 - 0.5} \quad (5.23)$$

donde M_1 se define como sigue:

$$M_1 = 0.25 \cdot \left(\frac{d_s \cdot \sin \frac{\alpha}{2}}{h \cdot \left(\sin \frac{\alpha}{2} + M_2 \right)} \cdot \left[1 + \frac{1}{\tan^2 \frac{\alpha}{2}} \right] - \frac{1}{\tan \frac{\alpha}{2}} \right) \quad (5.24)$$

y M_2 como:

$$M_2 = \frac{(d_a - d_s) \cdot \cos \frac{\alpha}{2}}{2 \cdot \tan \frac{\sigma}{2}} \cdot \left(\tan \frac{\alpha}{2} - \tan \frac{\sigma}{2} \right) \quad (5.25)$$

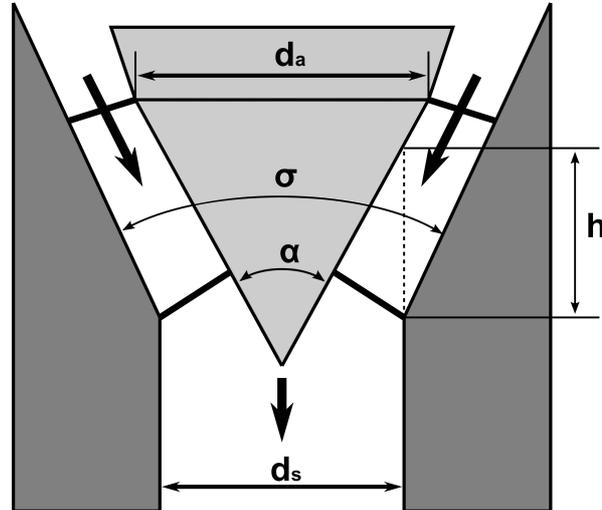


Figura 5.27: Área efectiva entre la superficie y el asiento de la aguja.

donde d_a es el diámetro de la aguja en la sección donde su ángulo de cono cambia (para el caso estudiado su valor es de 0.616 mm) y $\frac{\sigma}{2}$ es el ángulo medio del asiento de la aguja, su valor es de 30° .

Y en segundo lugar, se describe el procedimiento que se seguirá para determinar el $C_{d_{asiento}}$.

Cálculo del $C_{d_{asiento}}$

El $C_{d_{asiento}}$, se obtendrá a partir de la información de la figura 5.24. Más concretamente se tendrán en cuenta los siguientes pasos e hipótesis:

- Las Δp_{PI} son despreciables (como se justificó previamente).
- Como consecuencia del punto anterior la información de la figura 5.24 presentada previamente corresponde a las $\Delta p_{asiento_sin_def}$.
- El $A_{asiento}$ se encontrará aplicando la ecuación 5.22. Para estos cálculos el levantamiento real de la aguja se calculará teniendo en cuenta el valor de p_{rail} para cada punto de operación.
- Con el propósito de determinar el $C_{d_{asiento}}$, en el rango de caudales máxicos que cubre la curva de ajuste de la figura 5.24 previamente citada, se aplicará la ecuación 5.16.

Los resultados obtenidos se representan en la figura 5.28, donde el $C_{d_asiento}$ se ha representado en función del Re , el cual se define como:

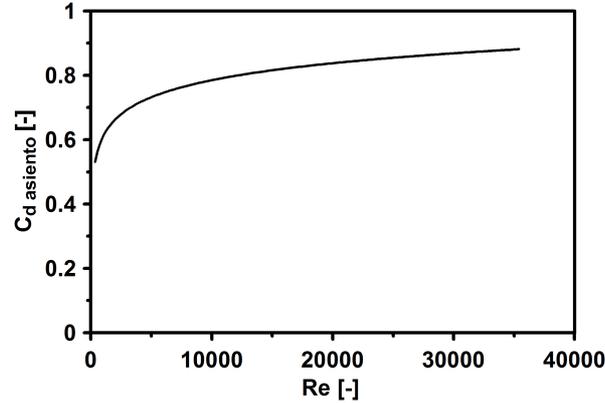


Figura 5.28: $C_{d_asiento}$ en función del Re .

$$Re = \frac{u \cdot d_{h_asiento} \cdot \rho_f}{\mu_f} \quad (5.26)$$

donde u es la velocidad media, la cual se deduce a partir de la ecuación de la continuidad ($\dot{m}_f = u \cdot \rho_f \cdot A_{asiento}$), $d_{h_asiento}$ es el diámetro hidráulico de la zona del asiento de la aguja, el cual se define como $\sqrt{\frac{4 \cdot A_{asiento}}{\pi}}$, ρ_f es la densidad del combustible (830 kg/m^3), y μ_f es la viscosidad dinámica, su valor es de $0.00367 \text{ kg/(m} \cdot \text{s)}$.

5.A.2.3. Relación entre el caudal másico y la caída de presión en la tobera

Finalmente, para completar el análisis se estudiará ahora la tobera. Dependiendo del número de orificios de ésta y del tamaño de los mismos, la relación entre el caudal másico y las pérdidas de carga a lo largo de los orificios puede ser diferente. Esta relación la podemos establecer a través de la permeabilidad de la tobera, que nos permitirá establecer el valor de $(C_d \cdot A)_{orif}$. La permeabilidad es el parámetro que normalmente se utiliza para medir el flujo a través de una tobera, y usualmente es proporcionado por el fabricante de toberas. Se obtiene midiendo el caudal másico, a una p_{rail} de 10 MPa y a una p_{back}

de 0.1 MPa, durante medio minuto¹⁷. Sus unidades son cc/30seg. Se puede relacionar con el caudal másico a través de la siguiente ecuación:

$$\rho [kg/m^3] \cdot Permeabilidad [cc/30seg] = \dot{m}_f [kg/s] \cdot \Delta t [seg] \cdot 10^6 [cc/m^3] \quad (5.27)$$

Al evaluar cada uno de los factores de la ecuación 5.27, queda lo siguiente:

$$830 [kg/m^3] \cdot x [cc/30seg] = (C_d \cdot A)_{orif} \cdot \sqrt{2 \cdot 830 \cdot 9.9 \cdot 10^6} \cdot 30 [seg] \cdot 10^6 \quad (5.28)$$

donde x es la permeabilidad en cc/30seg. Al despejar el término $(C_d \cdot A)_{orif}$ de la ecuación 5.28, queda lo siguiente:

$$(C_d \cdot A)_{orif} = \frac{830 \cdot x}{\sqrt{2 \cdot 830 \cdot 9.9 \cdot 10^6} \cdot 30 \cdot 10^6} \quad (5.29)$$

Finalmente, con este parámetro, la relación entre \dot{m}_f y Δp_{orif} ($= p_{sac} - p_{back}$) se puede establecer de la siguiente manera:

$$\dot{m}_f = \sqrt{2 \cdot \Delta p_{orif} \cdot \rho_f} \cdot (C_d \cdot A)_{orif} \quad (5.30)$$

Como una primera aproximación, el valor de $(C_d \cdot A)_{orif}$ se asumirá constante. A pesar de esta simplificación los resultados son cualitativamente correctos, como se demostrará más adelante cuando se considere una segunda aproximación. Más concretamente esta segunda aproximación se presenta en el último apartado del presente anexo, en el que se trabajará con datos de una tobera real, donde el coeficiente de descarga sí varía con el Re .

5.A.2.4. Algoritmo para calcular las pérdidas de carga

Para analizar las pérdidas de carga en otras condiciones de operación (es decir a cualquier p_{rail} y p_{back}), se va a utilizar el algoritmo de cálculo de la figura 5.29. Como datos de partida se tiene p_{rail} , p_{back} y $(C_d \cdot A)_{orif}$. A partir de esta información se calcula la deformación de la aguja (de la ecuación 5.14) y se determina el área del asiento (de la ecuación 5.22). Después inicialmente se asume que $p_{sac} = p_{rail}$, y con esto se calcula el caudal másico (con la ecuación 5.30), y con éste y el área del asiento, se obtiene el $C_{d_{asiento}}$ (con la figura 5.28). Y a partir de todos estos parámetros se encuentra el $\Delta p_{asiento.con.def}$

¹⁷Es importante mencionar que en esta clase de experimentos la aguja se ha eliminado, y por consiguiente sólo se caracteriza el flujo a través de los orificios de la tobera.

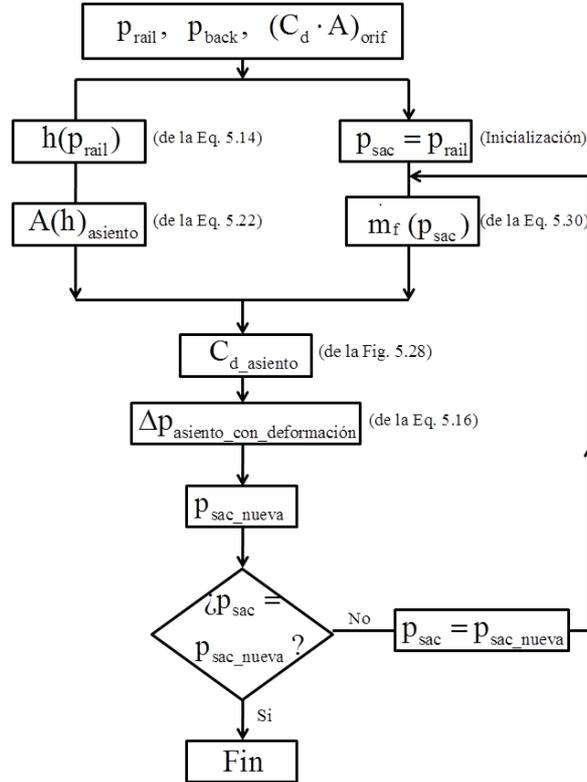


Figura 5.29: Algoritmo para calcular las pérdidas de carga en cualquier condición de operación (p_{rail} y p_{back}).

(es decir las pérdidas de carga en el asiento con deformación de aguja) a través de la ecuación 5.16. A partir de estas pérdidas de carga se encuentra un nuevo valor de p_{sac} ($p_{sac.nueva} = p_{rail} - \Delta p_{asiento.con.def}$). Después se compara ésta con la antigua: si éstas son iguales se termina el cálculo, y si no lo son se tiene que iterar esta $p_{sac.nueva}$, hasta que converge el cálculo.

Se ha aplicado el algoritmo de la figura 5.29 a una familia de toberas virtuales, de permeabilidades que oscilan entre 60 y 680 $cc/30seg$, y utilizando una p_{back} de 5 MPa. Los resultados obtenidos se representan en la figura 5.30, en una superficie p_{sac}/p_{rail} vs. p_{rail} (la relación p_{sac}/p_{rail} es un indicador del nivel de pérdidas de carga en el inyector). Los tres puntos ajustados a través de una curva que aparecen en esta figura se justificarán más adelante. Al ver los resultados de la figura 5.30, puede llamar la atención que para una permeabilidad dada, primero las pérdidas de carga incrementan con la p_{rail} , y después éstas decrecen. Este cambio en la tendencia de la curva es debido

a la deformación de la aguja, como se demuestra en la figura 5.31, donde el efecto de la deformación de la aguja no se ha tenido en cuenta. A partir de esta figura, es evidente que la tendencia de las diferentes curvas de permeabilidad es monótona (las pérdidas de carga incrementan con la p_{rail}). Al comparar los resultados de la figura 5.30 con los de la figura 5.31, se puede destacar, por un lado, que el efecto de deformación de la aguja no es despreciable, y por consiguiente es importante tenerlo en cuenta a la hora de caracterizar las pérdidas de carga. Y, por otro lado, se puede observar que la deformación de la aguja reduce el valor de las pérdidas de carga, pero incluso aun teniendo en cuenta esta deformación de la aguja, las pérdidas de carga siguen siendo importantes.

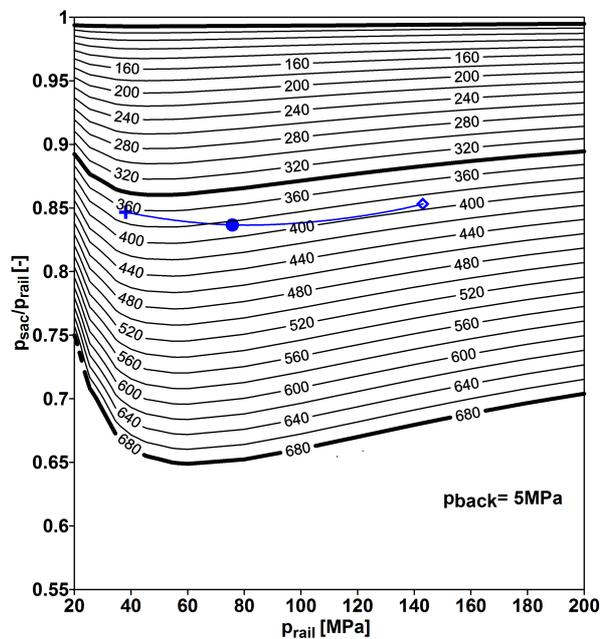


Figura 5.30: Evolución de p_{sac}/p_{rail} en función de la p_{rail} para varias toberas virtuales con permeabilidades entre 60 y 680 cc/30seg. Los tres puntos ajustados a través de una curva corresponden a tres puntos de operación diferentes de una tobera real, mismos que serán descritos y discutidos en el apartado § 5.A.3.

Otra observación importante que se puede extraer de la figura 5.30 es que las pérdidas de carga no están lejos de ser proporcionales a p_{rail} , porque las diferentes curvas tienden a ser horizontales¹⁸. Este resultado indica que las

¹⁸Una línea horizontal en la gráfica significa que el ratio p_{sac}/p_{rail} es constante. Por lo tanto p_{sac} es proporcional a p_{rail} y, por consiguiente, $p_{rail} - p_{sac}$ también es proporcional a p_{rail} .

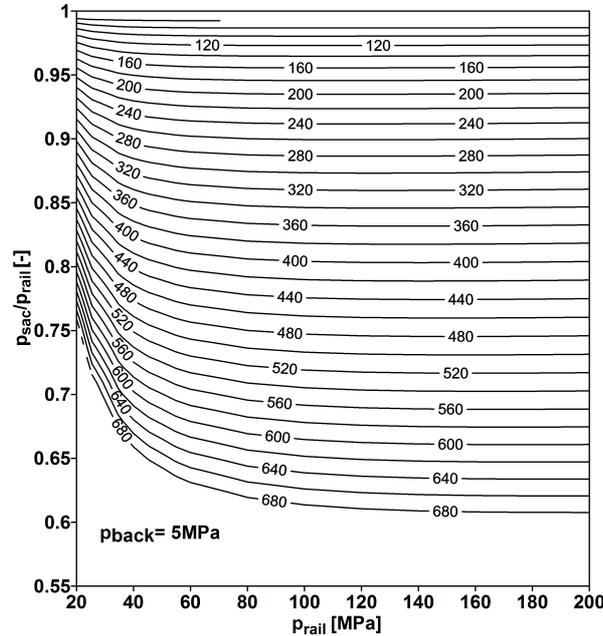


Figura 5.31: Evolución de p_{sac}/p_{rail} en función de la p_{rail} para varias toberas virtuales con permeabilidades entre 60 y 680 cc/30seg. En los cálculos no se ha tenido en cuenta la deformación de la aguja.

pérdidas de carga en el inyector ($p_{rail} - p_{sac}$) son más o menos proporcionales a las pérdidas de carga en el orificio de la tobera ($p_{sac} - p_{back}$), si bien dichas pérdidas de carga no son en absoluto despreciables. Por consiguiente, con respecto a las dos hipótesis mencionadas en § 5.2.1, que hablaban acerca de las dos posibles razones por las que se asume que $p_{sac}=p_{rail}$ cuando se estudia el flujo en una tobera diesel, la primera de ellas (las pérdidas de carga en el inyector son pequeñas respecto a la p_{rail}) es falsa, mientras que la segunda (las pérdidas de carga que existen en el inyector son proporcionales a las del orificio de la tobera) parece ser más o menos correcta. Por lo tanto, cuando se comparan resultados de flujo interno de manera *cualitativa*, en esta situación es posible despreciar las pérdidas de carga en el inyector, sin embargo se estaría cometiendo un error si estos datos se comparan de manera *cuantitativa* (por ejemplo cuando se comparan resultados de modelado con resultados experimentales).

La p_{rail} afecta tanto al caudal másico como a la deformación de la aguja. El efecto que tiene sobre la deformación de la aguja es directo, mientras que el que tiene sobre el caudal másico no es directo, ya que éste además depende

Caso	p_{rail}	p_{back}	C_{d_global}	\dot{m}_f
	[MPa]	[MPa]	[-]	[kg/s]
1	38.06	10.02	0.78	0.015
2	75.73	10.06	0.82	0.024
3	143.02	9.92	0.84	0.036

Tabla 5.12: Condiciones de operación y resultados de los tres diferentes casos experimentales.

de la permeabilidad de la tobera. Con la finalidad de analizar el efecto de la permeabilidad sobre las pérdidas de carga, se han seleccionado tres toberas (60, 340 y 680 cc/30seg) de la figura 5.30, que aparecen con un trazo más grueso. Como se puede apreciar en esta figura, las pérdidas de carga para la tobera de baja permeabilidad (60 cc/30seg), que corresponde a una tobera mono-orificio, son muy pequeñas, mientras que para las otras dos toberas de mayor permeabilidad (340 y 680 cc/30seg), que pueden corresponder a toberas multi-orificio, pueden llegar a ser importantes, por lo que hay que tener cuidado a la hora de extrapolar resultados de toberas mono-orificio a toberas multi-orificio.

Es importante subrayar que las toberas que se han analizado hasta el momento, corresponden a toberas virtuales con un $(C_d \cdot A)_{orif}$ constante. Ahora en el apartado siguiente se analizarán las pérdidas de carga en una tobera real (donde $(C_d \cdot A)_{orif}$ varía con las condiciones de operación).

5.A.3. Análisis de las pérdidas de carga en un inyector con una tobera real

La tobera real a analizar corresponde a una tobera multi-orificio, con orificios cónicos (k-factor 1.7) de un diámetro en la sección de salida de 138 μm , y una permeabilidad de 343 cc/30seg (en las condiciones empleadas por Bosch: p_{rail} 10 MPa y una p_{back} de 0.1 MPa). El caudal másico se midió experimentalmente en tres condiciones de operación diferentes. En la tabla 5.12 se muestran los detalles de los experimentos. Es importante mencionar que el C_{d_global} mostrado en la tabla corresponde al del conjunto porta-inyector más tobera, el cual se obtiene resolviendo la siguiente ecuación:

$$\dot{m}_f = \sqrt{2 \cdot (p_{rail} - p_{back}) \cdot \rho_f \cdot C_{d_global} \cdot A_{orif}} \quad (5.31)$$

Los cálculos de las pérdidas de carga de las tres condiciones presentadas en la tabla 5.12, se realizarán utilizando todos los conceptos y ecuaciones que se presentaron en el apartado § 5.A.2 (es decir teniendo en cuenta la deformación de la aguja). Sin embargo ahora se conoce el C_{d_global} , p_{rail} , y p_{back} , por tanto, el algoritmo que se ha mostrado en la figura 5.29, ya no puede ser utilizado. Un nuevo algoritmo para realizar este cálculo se explica en las siguientes líneas. Como datos de partida se tiene la p_{rail} , p_{back} , C_{d_global} , y \dot{m}_f . A partir de esta información se calcula la deformación de la aguja, h (de la ecuación 5.14) y con ella, el área en el asiento de la aguja (de la ecuación 5.22). Con este parámetro y el caudal másico se encuentra el $C_{d_asiento}$ (con la figura 5.28), y con todos estos parámetros se encuentra $\Delta p_{asiento_con_def}$ (es decir las pérdidas de carga en el asiento de la aguja con deformación de aguja) a través de la ecuación 5.16. Finalmente se obtiene la p_{sac} (igual a $p_{rail} - \Delta p_{asiento_con_def}$). En la figura 5.32 se muestran los resultados obtenidos. Los tres casos de esta figura también se dibujaron en la figura 5.30 conservando los mismos símbolos. Se puede observar, por un lado, que la tendencia cuando se utiliza una tobera real es similar a la que se obtuvo previamente para toberas virtuales (la p_{sac}/p_{rail} decrece primero y después aumenta), por tanto la información de la figura 5.30 es cualitativamente correcta. Por consiguiente se puede mencionar que fue una buena aproximación haber asumido $(C_d \cdot A)_{orif}$ constante en el análisis de las toberas virtuales. Y, por otro lado, que hay una diferencia entre el valor de la permeabilidad de la tobera real y el de la tobera virtual (la permeabilidad de la tobera es de 343 cc/30seg, pero los tres puntos caen entre las curvas de 360 y 400 cc/30seg). Este hecho simplemente demuestra que la permeabilidad de la tobera es un parámetro incapaz de representar apropiadamente el comportamiento de una tobera en las condiciones de operación de un motor diesel, pero este tema trasciende el alcance de la presente tesis doctoral. Finalmente vamos a suponer que se desea modelar el caso 3 de la tabla 5.12 en un código CFD. Si en esta situación se asume que p_{sac} es igual a p_{rail} (es decir se desprecian las pérdidas de carga que hay en el inyector) se estaría cometiendo un error del 15 % en la p_{rail} de acuerdo con la información de la figura 5.32. Este error no es para nada pequeño, y por consiguiente hay que tener cuidado cuando se modela el flujo a través de la tobera para posteriormente comparar éste con resultados experimentales.

5.A.4. Conclusión

Se ha desarrollado una metodología para determinar las pérdidas de carga en condiciones cuasi-estacionarias, es decir a pleno levantamiento de aguja, en un inyector diesel de segunda generación (es decir un inyector tipo solenoide),

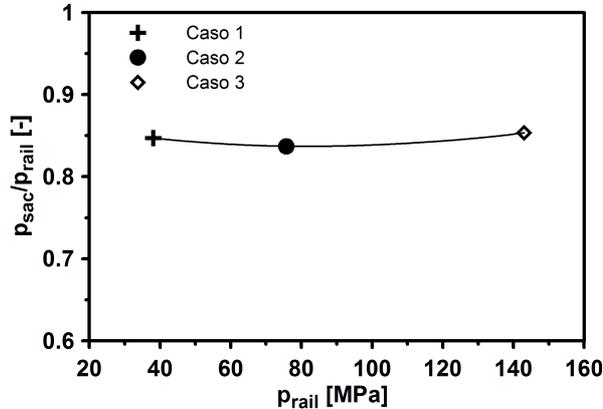


Figura 5.32: Pérdidas de carga de las tres condiciones de operación mostradas en la tabla 5.12 correspondientes a una tobera real.

que combina datos experimentales y modelos de cálculo basados en la física del problema. A partir de esta metodología se concluye que:

- La deformación de la aguja puede llegar a ser importante. En el inyector aquí estudiado la deformación de la aguja incrementa desde $250 \mu m$ a $330 \mu m$ (por tanto 32 % mayor) a una p_{rail} de $100 MPa$.
- La deformación de la aguja afecta a las pérdidas de carga. La tendencia es que las pérdidas de carga se reducen con la deformación de la aguja.
- Aún teniendo en cuenta la deformación de la aguja, las pérdidas de carga pueden llegar a ser importantes, en torno a 15 % de la p_{rail} en toberas de media permeabilidad ($340 cc/30seg$), y en torno a 30 % de la p_{rail} en toberas de alta permeabilidad ($680 cc/30seg$).
- Las pérdidas de carga en el inyector ($p_{rail} - p_{back}$) son proporcionales a las pérdidas de carga que hay en el orificio ($p_{sac} - p_{back}$) de la tobera. Por tanto el flujo interno en toberas puede ser estudiado cualitativamente despreciando dichas pérdidas de carga. Este resultado es el que se ha utilizado en la presente tesis doctoral para analizar el flujo interno, ya que no ha sido posible estudiar estas pérdidas de carga en el inyector que se ha utilizado en el estudio.

Cabe remarcar que los resultados anteriores son válidos para un inyector particular (el que se ha utilizado en estos ensayos de medida de pérdidas de carga). No obstante se puede mencionar que este inyector es representativo de

los inyectores que se utilizan actualmente en los motores diesel, y por tanto los resultados pueden ser extrapolados a otros inyectores sin ningún riesgo particular.

Finalmente, cabe subrayar que se debería poner especial atención, por un lado, cuando se intentan extrapolar resultados de toberas mono-orificio (es decir toberas de baja permeabilidad) a toberas multi-orificio (es decir toberas de mayor permeabilidad), porque las pérdidas de carga en este último caso pueden llegar a ser importantes, mientras que en el primer caso no lo son. Y por otro lado, cuando se modela el flujo a través de la tobera para posteriormente comparar éste con datos experimentales, porque la p_{sac} y la p_{rail} pueden ser significativamente diferentes.

5.B. Anexo: Dispersión del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios de la tobera

En el presente anexo se dan más detalles, por un lado, del procedimiento que se seguirá para averiguar la posible dispersión del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios de la tobera y, por otro lado, de los resultados que se han obtenido.

A continuación se describe la estrategia que se seguirá para averiguar esta posible dispersión del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios de la tobera.

- Se medirá el flujo de cantidad de movimiento en cada uno de los orificios de las toberas a unas determinadas condiciones de operación. En concreto, para el caso de la tobera cónica se medirán las condiciones de operación descritas en la tabla 5.13, mientras que para el caso de la tobera cilíndrica se medirán las condiciones de operación descritas en la tabla 5.14. Cabe indicar que tanto en las condiciones de operación de la tobera cónica como en las de la tobera cilíndrica se utilizará una duración del pulso de inyección del orden de 4 *ms*.
- Seguidamente, para cada una de las toberas objeto de estudio, se comparan las señales de flujo de cantidad de movimiento que se han obtenido al ensayar las condiciones de operación respectivas en cada uno de los orificios. Cabe mencionar que estas señales de flujo de cantidad de movimiento serán tratadas con la metodología propuesta en el trabajo de Gimeno [1], la cual ha sido descrita en § 4.2.1.

p_{rail} [MPa]	p_{back} [MPa]	Orificio		
		1	2	3
31	1	✓	✓	✓
36	6	✓	✓	✓
40	10	✓	✓	✓

Tabla 5.13: Matriz de ensayos de flujo de cantidad de movimiento, para averiguar la posible dispersión del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios de la tobera cónica.

p_{rail} [MPa]	p_{back} [MPa]	Orificio		
		1	2	3
71	1	✓	✓	✓
76	6	✓	✓	✓
78	8	✓	✓	✓

Tabla 5.14: Matriz de ensayos de flujo de cantidad de movimiento, para averiguar la posible dispersión el flujo de cantidad de movimiento entre los orificios de la tobera cilíndrica.

Al llevar a cabo la estrategia antes descrita se han obtenido los siguientes resultados. En la figura 5.33 se representa la evolución temporal del flujo de cantidad de movimiento que se ha obtenido en cada uno de los orificios de la tobera cónica en las tres condiciones de operación ensayadas.

Los resultados de esta figura demuestran que en la tobera cónica no existe dispersión del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios.

Y en la figura 5.34 se representa la evolución temporal del flujo de cantidad de movimiento que se ha obtenido en cada uno de los orificios de la tobera cilíndrica en las tres condiciones de operación ensayadas.

Los resultados de esta figura demuestran igualmente que en la tobera cilíndrica no existe dispersión del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios.

En resumen, los resultados antes presentados indican que tanto en la tobera cónica como en la tobera cilíndrica no existe dispersión del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios, lo que indica que el diámetro geométrico entre los orificios de cada una de las toberas es el mismo. Por lo tanto, se tiene criterio para realizar las matrices de ensayos descritas en el apartado

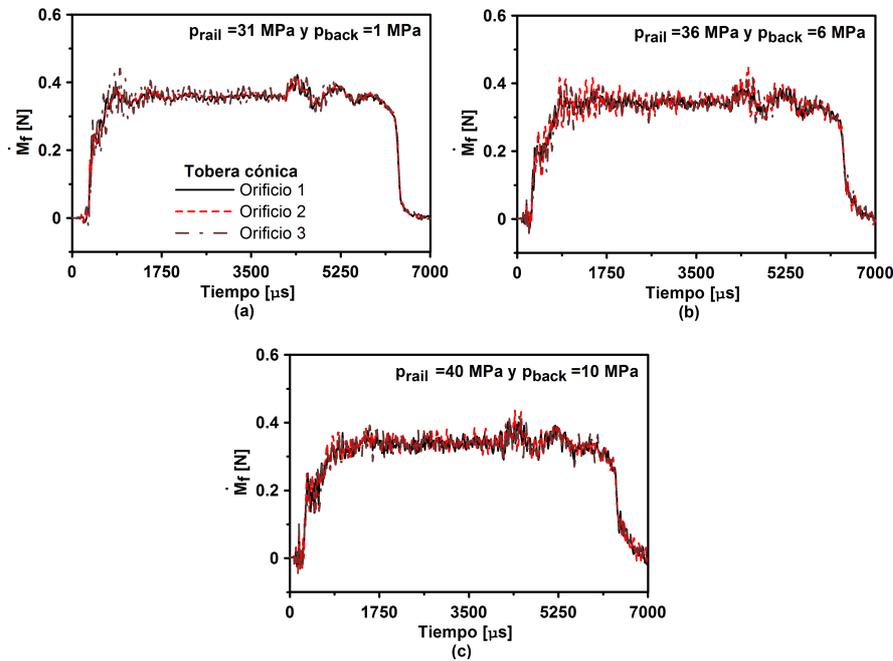


Figura 5.33: Evolución temporal del flujo de cantidad de movimiento que se ha obtenido en cada uno de los orificios de la tobera cónica en las tres condiciones de operación ensayadas. (a) $p_{rail} = 31$ MPa y $p_{back} = 1$ MPa. (b) $p_{rail} = 36$ MPa y $p_{back} = 6$ MPa. (c) $p_{rail} = 40$ MPa y $p_{back} = 10$ MPa.

§ 5.2.1, que constituyen un barrido más amplio de condiciones de operación, únicamente en uno de los tres orificios.

Bibliografía

- [1] Gimeno J. *Desarrollo y aplicación de la medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro diesel*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2008.
- [2] Payri R., García J. M., Salvador F. J. y Gimeno J. “Using spray momentum flux measurement to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics,”. *Fuel*, Vol. 84, pp. 551–561, 2005.
- [3] Payri R., Salvador F. J., Gimeno J. y Zapata L. D. “Diesel nozzle geometry influence on spray liquid-phase fuel penetration in evaporative conditions,”. *Fuel*, Vol. 87, pp. 1165–1176, 2008.

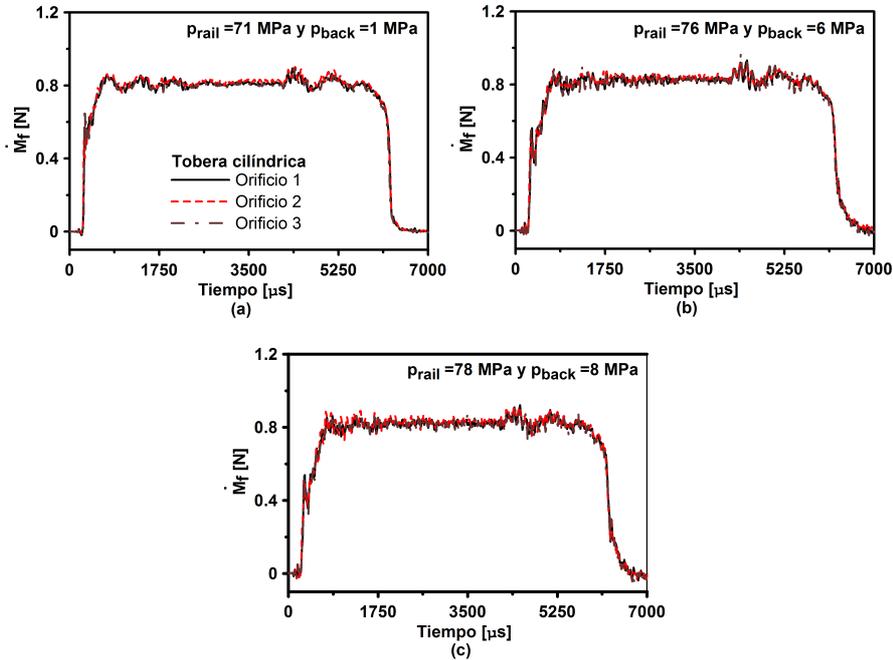


Figura 5.34: Evolución temporal del flujo de cantidad de movimiento que se ha obtenido en cada uno de los orificios de la tobera cilíndrica en las tres condiciones de operación ensayadas. (a) $p_{rail}=71$ MPa y $p_{back}=1$ MPa. (b) $p_{rail}=76$ MPa y $p_{back}=6$ MPa. (c) $p_{rail}=78$ MPa y $p_{back}=8$ MPa.

- [4] Arcoumanis C., Flora H., Gavaises M. y Kampanis N. “Investigation of cavitation in a vertical multi-hole injector”. *SAE paper 1999-01-0524*, 1999.
- [5] Soteriou C., Andrews R. y Smith M. “Direct injection Diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization”. *SAE Paper 950080*, 1995.
- [6] Han J-S., Lu P-H., Xie X-B., Lai M-C. y Henein N. A. “Investigation of diesel spray primary break-up and development for different nozzle geometries”. *SAE Paper 2002-01-2775*, 2002.
- [7] Xu M. y Hiroyasu H. “Development of new optical technique for measuring diesel spray penetration”. *SAE Paper 902077*, 1990.
- [8] Margot X., Hoyas S., Fajardo P. y Patouna S. “CFD study of needle motion influence on the spray conditions of single-hole injectors”. In *ILASS-Europe*, 2010.

-
- [9] Nurick W. H. “Orifice cavitation and its effects on spray mixing”. *Journal of fluids engineering*, Vol. 98, pp. 681–687, 1976.
- [10] Schmidt D. P. y Corradini M. L. “Analytical prediction of the exit flow of cavitating orifices”. *Atomization and Sprays*, Vol. 7, N° 6, pp. 603–616, 1997.
- [11] *OpenFOAM. OpenFOAM; 2010. Web site: <http://www.openfoam.com>.*
- [12] Kärholm F.P. *Numerical modelling of diesel spray injection, turbulence interaction and combustion*. Tesis Doctoral, Chalmers Institute of Technology, Göteborg (Sweden), 2008.
- [13] Salvador F. J., Romero J., Roselló M. y Martínez-López J. “Validation of a code for modelling phenomena in Diesel injector nozzles”. *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 52, pp. 1123–1132, 2010.
- [14] Payri R., Tormos B., Gimeno J. y Bracho G. “The potential of Large Eddy Simulation (LES) code for the modeling of flow in diesel injectors”. *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 52, pp. 1151–1160, 2010.
- [15] Versteeg H. y Malalasekera W. *An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method*. Prentice Hall, 1995.
- [16] Nakayama Y. y Boucher R.F. *Introduction to fluid mechanics*. Butterworth/Heinemann, 1999.
- [17] Soteriou C., Andrews R. y Smith M. “Further studies of cavitation and atomization in diesel injection”. *SAE Paper 1999-01-1486*, 1999.
- [18] Som S., Aggarwal S. K., El-Hannouny E. M. y Longman D. E. “Investigation of nozzle flow and cavitation characteristics in a diesel injector”. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 132, pp. 2802–2814, 2010.
- [19] Rayleigh Lord. “On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity”. *Philosophical Magazine*, Vol. 34, pp. 94–98, 1917.
- [20] Payri F., Margot X., Patouna S., Ravet F. y Funk M. “A CFD study of the effect of the needle movement on the cavitation pattern of diesel injectors”. *SAE Paper 2009-24-0025*, 2009.
- [21] Margot X., Hoyas S., Gil A. y Patouna S. “Numerical Modelling of Cavitation: Validation and Parametric Studies”. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, Vol. 6, pp. 15–24, 2012.

- [22] Margot X., Hoyas S., Fajardo P. y Patouna S. “CFD study of needle motion influence on the exit flow conditions of single-hole injectors”. *Atomization and Sprays*, Vol. 21, pp. 31–40, 2011.
- [23] Arcoumanis C. y Gavaises M. “Modeling of advanced high-pressure fuel injection systems for passenger car diesel engines”. *SAE Paper 1999-01-0910*, 1999.
- [24] Yamanishi M. “Application of a computer model to various specifications of fuel injection systems for diesel engines”. *JSME International Journal Series B*, Vol. 46, pp. 326–331, 2004.
- [25] Becchi G. A. “Analytical simulation of fuel injection in diesel engines”. *SAE Paper 710568*, 1971.
- [26] Smith W. J. y Timoney D. J. “Fuel injection rate analysis - A new diagnostic tool for combustion research”. *SAE Paper 922224*, 1992.
- [27] Desantes J. M., Arrègle J. y Rodríguez P. J. “Computational model for simulation of diesel injection system”. *SAE Paper 1999-01-0915*, 1999.
- [28] Dongiovanni C. y Coppo M. “Accurate Modelling of an Injector for Common Rail Systems”. In *Fuel injection*. Sciyo, 2010.
- [29] Imagine. *Lab AMESim v.8, User’s Manual*. LMS Imagine, 2010.

Capítulo 6

Estudio del efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla

Contenido

6.1. Introducción	186
6.2. Análisis del efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla	187
6.2.1. Caracterización del proceso de mezcla, a través de ensayos de longitud líquida de evaporación	187
6.2.1.1. Metodología, plan de trabajo y procedimiento de ensayo	188
6.2.1.2. Efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla	191
6.2.2. Caracterización del proceso de mezcla, a través de la fracción de calor liberado	196
6.2.2.1. Metodología, plan de trabajo y procedimiento de ensayo y de análisis	196
6.2.2.2. Efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla	205
6.2.3. Síntesis de los resultados sobre el proceso de mezcla	206
6.3. Conclusiones	208
6.A. Comprobación del buen funcionamiento de las instalaciones	210
6.A.1. Introducción	210
6.A.2. Motor maqueta y cámara rápida	210
6.A.3. Motor monocilíndrico	214

Bibliografía	215
------------------------	-----

6.1. Introducción

En la síntesis de la revisión bibliográfica, la cual se ha descrito en § 3.2, se ha puesto de manifiesto que existen muchos trabajos que han llegado a la conclusión de que el ángulo del chorro es un parámetro indicador de la calidad del proceso de mezcla, así como también se ha puesto de manifiesto que existen muchos estudios que se han centrado en estudiar la influencia de la cavitación sobre el ángulo del chorro. La principal conclusión a la que llegan estos trabajos es que la cavitación se refleja en un incremento del ángulo del chorro, y por consiguiente en un mejor proceso de mezcla. Cabe mencionar que en la mayoría de estos estudios los experimentos de caracterización del ángulo del chorro fueron poco realistas, puesto que en éstos se ha inyectado el combustible sobre un ambiente frío y por tanto, en condiciones no evaporativas. Este incremento del ángulo consecuencia de la cavitación también ha sido confirmado en otros trabajos, en donde han caracterizado éste a través de la longitud líquida de evaporación (condiciones cercanas a la realidad, es decir chorro evaporativo pero no reactivo). Finalmente, en algunos escasos estudios, el ángulo del chorro ha sido caracterizado a través del análisis de la ley de liberación de calor (tratándose, en este caso, de condiciones totalmente reales, en el que el chorro es tanto evaporativo como reactivo), observándose aquí también el incremento que se produce en el mismo cuando aparece el fenómeno de la cavitación.

Sin embargo, en algunos de estos estudios previamente descritos, al comparar una tobera cilíndrica (tobera que propicia el fenómeno de la cavitación) con una tobera cónica (tobera que inhibe el fenómeno de la cavitación), se ha encontrado que en la tobera cilíndrica se tiene un mejor proceso de mezcla en comparación al de la tobera cónica, mientras que, en otros de estos estudios, se ha encontrado que en la tobera cilíndrica se tiene un peor proceso de mezcla en comparación al de la tobera cónica. Por consiguiente no está claro el posible potencial de la tobera cilíndrica sobre el proceso de mezcla. Por consiguiente, el presente capítulo tiene como principal objetivo esclarecer la ambigüedad antes expuesta. Cabe indicar que este objetivo corresponde al segundo objetivo específico de la presente tesis doctoral, el cual ya ha sido descrito en § 3.3.

Con el fin de alcanzar este segundo objetivo específico, en el presente capítulo se abordarán los siguientes apartados: en § 6.2, se analizará el efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla, a través del ángulo del chorro,

este último se estudiará en dos escenarios diferentes; el primero, a través de ensayos de longitud líquida de evaporación (condiciones cercanas a la realidad, es decir chorro evaporativo pero no reactivo), y el segundo, a través de la fracción de calor liberado (condiciones reales, es decir chorro evaporativo y reactivo). Cabe resaltar que en este apartado existe, entre otros, el § 6.2.3, en el que se realizará una síntesis de los resultados sobre el proceso de mezcla. Más concretamente en este apartado se efectuará una evaluación conjunta tanto de la información de la velocidad efectiva de inyección, descrita en el capítulo 5, como de la información sobre el ángulo del chorro, con el fin de averiguar el posible potencial de la tobera cilíndrica. Y en § 6.3, se sintetizarán las principales conclusiones obtenidas.

6.2. Análisis del efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla

El proceso de mezcla será estudiado a través del ángulo del chorro, debido a que, como se ha indicado en § 3.2, este último es un parámetro indicador de la calidad del proceso de mezcla. Cabe indicar que este ángulo del chorro se estudiará en dos escenarios diferentes. El primer escenario, es a través de la longitud líquida de evaporación (condiciones cercanas a la realidad, es decir chorro evaporativo pero no reactivo). En este escenario se analizarán dos ángulos del chorro, uno que se obtendrá aplicando la dependencia funcional de la longitud líquida de evaporación, y el otro, que se obtendrá midiéndolo directamente de la imagen de longitud líquida de evaporación. Y el segundo escenario, es a través de la fracción de calor liberado (condiciones reales, es decir chorro evaporativo y reactivo).

6.2.1. Caracterización del proceso de mezcla, a través de ensayos de longitud líquida de evaporación

En el presente apartado se estudiará el efecto de la cavitación sobre el ángulo del chorro, a través de la información que puede ser extraída de los ensayos de longitud líquida de evaporación (condiciones cercanas a la realidad, es decir chorro evaporativo pero no reactivo), la cual ha sido definida en § 2.3.1.

Seguidamente se plantea la metodología, el plan de trabajo, y el procedimiento que se seguirá para la realización de las medidas experimentales.

6.2.1.1. Metodología, plan de trabajo y procedimiento de ensayo

Metodología

Con el objetivo de medir tanto el ángulo del chorro como la longitud líquida de evaporación, y así poder caracterizar el proceso de mezcla, se utilizará el motor maqueta en la configuración evaporativa pero no reactiva, el cual ha sido descrito en § 4.2.3. Para ello se empleará la técnica de iluminación directa por dispersión MIE, la cual ha sido descrita en § 4.3.1, y con el fin de aplicar dicha técnica, se utilizará la instalación óptica (es decir una cámara rápida y una fuente de luz) que igualmente ha sido descrita en § 4.3.1.

Posteriormente las imágenes adquiridas serán procesadas con el algoritmo desarrollado por Palomares (el cual ya ha sido descrito en § 4.3.1), con el fin de medir la penetración (S) o longitud líquida de evaporación y el ángulo del chorro (ambos parámetros se pueden ver en la figura 6.1 que ya ha sido presentada en § 4.3).

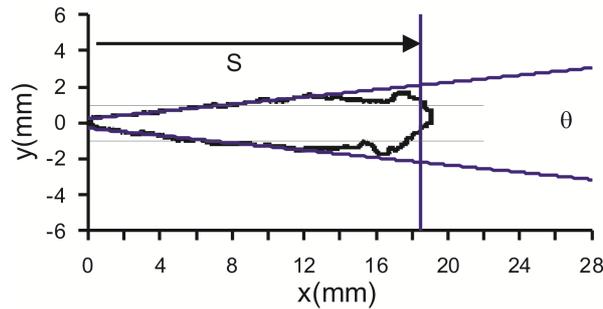


Figura 6.1: Representación de los parámetros que son medidos por el el algoritmo de procesamiento de imágenes (adaptada de García [1]).

Una vez descrita la metodología, a continuación se describe tanto el plan de trabajo como el procedimiento que se seguirá para la realización de las medidas experimentales.

Plan de trabajo

En la tabla 6.1, se describen las condiciones de funcionamiento que se utilizarán en el motor maqueta durante los ensayos tanto de la tobera cónica como de la tobera cilíndrica.

Seguidamente se justifica el por qué se han elegido las condiciones de funcionamiento descritas en la tabla 6.1. En primer lugar, se ha elegido la tem-

Temperatura de admisión	110 °C
Temperatura del refrigerante	80 °C
Presión de admisión	0.16 MPa
Régimen de giro	500 r.p.m.

Tabla 6.1: Condiciones de funcionamiento que se han utilizado en el motor maqueta.

peratura máxima de admisión que se puede alcanzar en el motor maqueta, es decir 110 °C, con el fin de reducir la dispersión cíclica del autoencendido (obviamente no en estos ensayos - no reactivos - sino en los correspondientes al capítulo próximo - reactivos -, que se realizarán en estas mismas condiciones de operación). En segundo lugar, se ha elegido arbitrariamente una temperatura del refrigerante de 80 °C, la cual garantizará una temperatura aceptable para los diferentes elementos del motor. Finalmente, en tercer lugar, se ha utilizado una presión de admisión de 0.16 MPa, con el fin de tener una presión en el cilindro de 6 MPa en el PMS (que es el ángulo en torno al cual se efectúa la inyección, como se verá más adelante), y así de esta manera poder relacionar la información que se obtenga aquí con la que se ha obtenido en el capítulo 5.

En la tabla 6.2, se describe la matriz de ensayos de longitud líquida de evaporación, que se realizarán tanto en la tobera cónica como en la tobera cilíndrica.

$p_{raíl}$ [MPa]	p_{back} [MPa]	Tobera	
		Cónica	Cilíndrica
26	6		✓
36	6	✓	✓
76	6	✓	✓
146	6	✓	✓

Tabla 6.2: Matriz de ensayos de longitud líquida de evaporación, que se realizarán tanto en la tobera cónica como en la tobera cilíndrica.

A continuación, antes de realizar la matriz de ensayos tanto de la tobera cónica como de la cilíndrica, que ha sido descrita en la tabla 6.2, se medirá un ensayo en arrastre. Cabe recordar que en § 4.2.3 se ha indicado que este último se realiza en las condiciones de funcionamiento que se utilizarán durante los ensayos, es decir en las condiciones que se han descrito en la tabla 6.1, así como también que éste se realiza sin inyección. En este ensayo se graba, entre otras

señales, la señal instantánea de presión en cilindro. El ensayo de arrastre se realiza con el fin de determinar las condiciones termodinámicas en cilindro. En § 4.2.3 se han presentado más detalles del procedimiento que se ha seguido para la determinación de dichas condiciones, así como de los resultados que se han obtenido. Dado que, como se ha comentado en § 4.2.3, en torno al PMS las condiciones termodinámicas son más estables, se utilizará la estrategia de inyección que ya se ha descrita en § 4.3.2, con el propósito de asegurar imágenes de longitud líquida de evaporación en la zona del PMS (donde la temperatura y densidad de la carga en el cilindro son más estables).

Procedimiento de ensayo

Para cada nivel de p_{rail} que se ensaye en cada una de las toberas objeto de estudio se grabarán 15 repeticiones con la intención de sacar un valor medio de estas 15 repeticiones, y así de esta manera tener valores más robustos de los parámetros que se determinan: el ángulo del chorro y la longitud líquida de evaporación. En cada ensayo también se grabará, entre otras, la señal instantánea de presión en cilindro.

Seguidamente, con el fin de asegurar iso-condiciones (es decir, misma temperatura y densidad de la carga en el cilindro), así como también un mismo comportamiento de la cámara rápida, tanto entre las medidas experimentales de cada tobera como entre las dos toberas objeto de estudio (para posteriormente hacer una correcta comparación de dichas medidas experimentales) se averiguará el buen funcionamiento del motor maqueta y de la cámara rápida, primero entre las medidas experimentales, de cada tobera, y segundo entre las toberas. Cabe indicar que el buen funcionamiento del motor maqueta se averiguará mediante la señal de presión instantánea en el interior del cilindro, mientras que el buen funcionamiento de la cámara rápida se averiguará a través de la medida de longitud líquida de evaporación, en donde esta última se obtiene a partir de las imágenes tomadas por ella. En cuanto a la averiguación del buen funcionamiento del motor maqueta y de la cámara rápida *entre las medidas experimentales de cada tobera*, se seguirá el siguiente procedimiento: cada vez que se haga un barrido completo de p_{rail} en cada tobera, se repetirá el nivel de p_{rail} con el que se comenzó dicho barrido (a este ensayo se le dará el nombre de ensayo de validación). Y en cuanto a la averiguación del buen funcionamiento del motor maqueta y de la cámara rápida *entre las dos toberas*, se seguirá la siguiente metodología: una vez que se hayan realizado los ensayos de las toberas objeto de estudio, se montará nuevamente en el motor la tobera con la que se comenzaron los ensayos (igualmente a este ensayo se le dará el nombre de ensayo de validación), y se repetirá el ensayo con el que

se comenzó el barrido de p_{rail} . Los resultados obtenidos al llevar a cabo lo anterior, han demostrado el buen funcionamiento del motor maqueta y de la cámara rápida, tanto entre las medidas de cada tobera como entre toberas. Por tanto, se ha llegado a la conclusión que en las medidas experimentales de cada tobera y entre toberas se tenían iso-condiciones (misma temperatura y densidad de la carga en el cilindro), así como el mismo comportamiento de la cámara rápida, por consiguiente éstas son comparables. No obstante en el anexo 6.A.2 se proporcionan más detalles por un lado, acerca del procedimiento que se ha seguido para comprobar el buen funcionamiento del motor y el de la cámara rápida entre medidas de cada tobera y entre toberas, y por otro lado de los resultados que se han obtenido.

6.2.1.2. Efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla

En el presente apartado se va a analizar el ángulo del chorro de dos maneras distintas: en primer lugar con la longitud líquida de evaporación (haciendo uso de su dependencia funcional) y en segundo lugar con el ángulo experimental.

Ángulo del chorro obtenido aplicando la dependencia funcional de la longitud líquida de evaporación

En la figura 6.2 se representa la evolución temporal de la longitud líquida de evaporación durante un evento de inyección. Ésta se ha obtenido al procesar las imágenes de longitud líquida de evaporación correspondientes a un evento de inyección con el algoritmo desarrollado por Palomares, el cual ha sido citado previamente. Igualmente en esta figura se presenta mediante dos líneas verticales discontinuas, la región, a partir de la cual se obtendrá el valor medio de la longitud líquida de evaporación, que será utilizado para analizar los resultados. En la figura 6.3 se representan los valores medios de la longitud líquida de evaporación para cada una de las toberas objeto de estudio y niveles de p_{rail} estudiados (36, 76 y 146 MPa) representando dicha longitud frente a p_{rail} . Adicionalmente en esta figura se muestra mediante líneas continuas de color negro el intervalo de confianza, tomado como $\pm\sigma$, siendo σ la desviación tipo.

A partir de la figura 6.3, se puede observar a través del intervalo de confianza que la variación de la longitud líquida de evaporación consecuencia de la dispersión experimental, es muy similar en las dos toberas objeto de estudio, la cual es del orden de $\pm 0.8\%$.

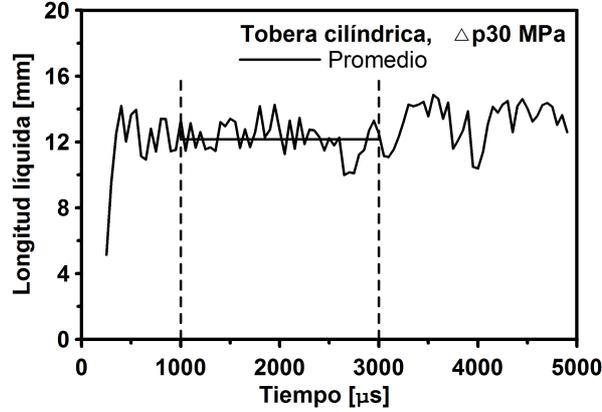


Figura 6.2: Evolución temporal de la longitud líquida de evaporación durante un evento de inyección.

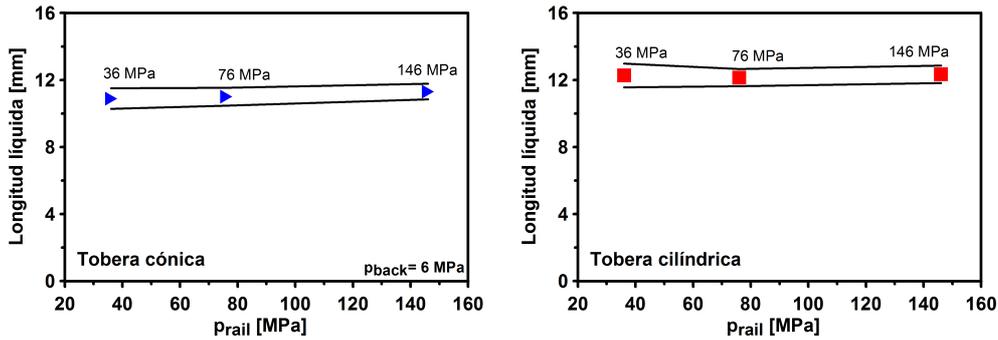


Figura 6.3: Evolución de la longitud líquida en función de la p_{rail} . A la izquierda corresponde al de la tobera cónica. Y a la derecha corresponde al de la tobera cilíndrica.

Seguidamente, con el fin de analizar el efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla, se utilizará la dependencia funcional de la longitud líquida de evaporación, es decir [2]:

$$LL \propto \frac{d_{eff} \cdot \sqrt{\rho_f / \rho_a}}{Y_{f, evap} \cdot \tan(\theta/2)} \quad (6.1)$$

donde d_{eff} es el diámetro efectivo, el cual ya ha sido presentado en § 2.4.3, $Y_{f, evap}$ es la fracción másica de combustible de evaporación total (es decir aquella para la cual la cantidad de aire englobada es suficiente para evaporar completamente el combustible, la cual depende de las condiciones del aire y del combustible, así como de las propiedades de este último), y finalmente θ es el ángulo del chorro.

Cabe remarcar que en la ecuación anterior se asume la hipótesis de que la longitud líquida de evaporación está controlada por mezcla. Esto es válido para presiones de p_{rail} y densidades de aire en el cilindro, suficientemente elevadas, para asegurar encontrarse en régimen de atomización completa.

A partir de la ecuación 6.1 y teniendo presente que las condiciones en las que se ensayaron tanto la tobera cónica como la tobera cilíndrica eran las mismas, así como también que en ambas toberas se ha utilizado el mismo tipo de combustible, se puede analizar el efecto de la cavitación sobre el ángulo del chorro. Y para ello, en la figura 6.4 se compara el ángulo del chorro (obtenido a partir de la ecuación 6.1) de la tobera cilíndrica con el de la tobera cónica en función de p_{rail} .

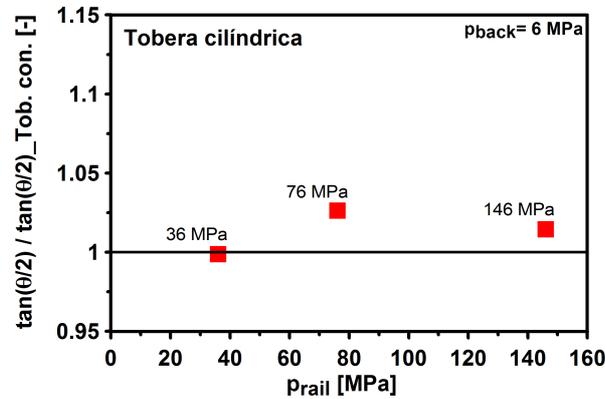


Figura 6.4: Evolución del ángulo del chorro (obtenido a partir de la dependencia funcional de la longitud líquida de evaporación) en función de la p_{rail} tanto para la tobera cónica como para la tobera cilíndrica. Los valores se han normalizado con el correspondiente caso de la tobera cónica.

Antes de extraer una conclusión de la figura 6.4 se es consciente de los siguientes aspectos:

- Como ya se ha comentado previamente, la dispersión experimental de la medida de longitud líquida de evaporación en las dos toberas objeto de estudio es muy similar.
- Como ya se ha señalado anteriormente, la dependencia funcional de la longitud líquida de evaporación que se ha utilizado no es válida para bajos niveles de p_{rail} (como puede ser el caso del nivel de p_{rail} de 36 MPa, que se halla un tanto en el límite). Por tanto, a estos niveles de p_{rail} el ángulo del chorro que se obtenga no será robusto.

- Se sabe que al aumentar el nivel de p_{rail} aumenta la temperatura del combustible, y ésta, como se ha señalado previamente, afecta a la $Y_{f,evap}$, y por consiguiente a la determinación del ángulo del chorro. No obstante, al estar trabajando con el ratio de ángulo a iso p_{rail} este problema queda mitigado.

Siendo conscientes de los aspectos previamente descritos, y al centrarnos en los niveles de p_{rail} de 76 y 146 MPa, se puede mencionar que en la tobera cilíndrica se tiene un mayor ángulo del chorro (consecuencia del fenómeno de la cavitación) en comparación al que se tiene en la tobera cónica. Concretamente el porcentaje promedio del incremento del ángulo del chorro, para los niveles de p_{rail} de 76 y 146 MPa, es del orden de 2.64 y 1.46 %, respectivamente. El resultado a 36 MPa puede indicar que el nivel de cavitación es pequeño o simplemente puede ser debido a la poca robustez de este parámetro cuando la atomización no es del todo completa.

Ángulo del chorro obtenido a partir de medirlo directamente de la imagen de longitud líquida de evaporación

Como ya se ha indicado en § 4.3.1, el algoritmo de procesado de imágenes tiene distintos criterios para determinar el ángulo del chorro, es decir, Ángulo15 (Ángulo del chorro que se ha obtenido considerando el 15 % de la penetración del chorro), Ángulo30, Ángulo45, Ángulo60 y Ángulo75. En el presente apartado sólo se estudiarán tres de las definiciones anteriores (es decir Ángulo30, Ángulo45 y Ángulo 60), dado que las otras dos definiciones (es decir, Ángulo15 y Ángulo75), como ya se ha comentado en § 4.3, proporcionan ángulos del chorro muy poco robustos.

En la figura 6.5 se muestra la evolución temporal del ángulo del chorro durante un evento de inyección, obtenido considerando el 60 % de la penetración del chorro, durante un evento de inyección. Adicionalmente, en ésta se ilustra una región, mediante dos líneas verticales discontinuas, a partir de la cual se obtendrá el valor medio del ángulo del chorro, que será utilizado para analizar los resultados. En la figura 6.6 se representan los valores medios del ángulo del chorro para cada una de las toberas objeto de estudio y niveles de p_{rail} estudiados (26, 36, 76 y 146 MPa) en función de p_{rail} . Adicionalmente en esta figura se muestra, mediante líneas continuas de color negro, el intervalo de confianza, definido de la misma manera en que se definió para la longitud líquida de evaporación.

A partir de la figura 6.6, si nos centramos en los resultados de la tobera cónica (obtenidos aplicando el criterio Ángulo60), se puede ver que p_{rail} no

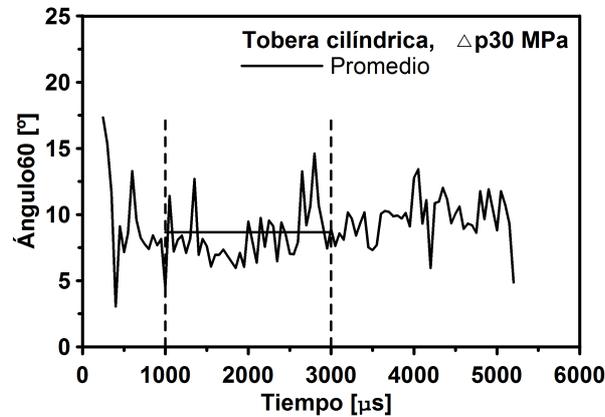


Figura 6.5: Evolución temporal del ángulo del chorro durante un evento de inyección.

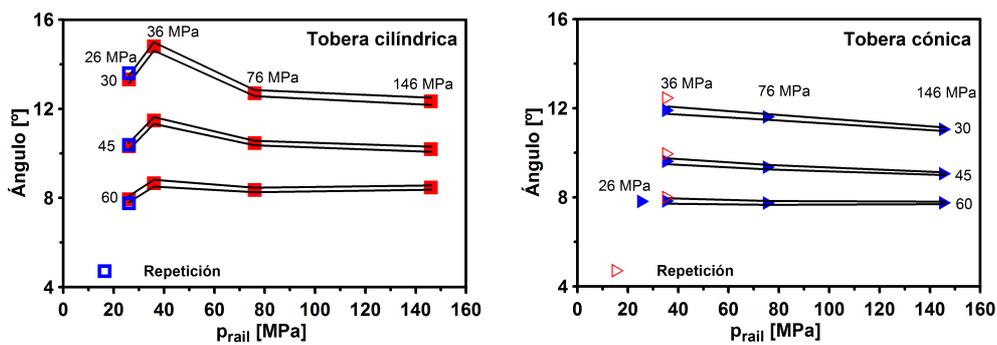


Figura 6.6: Evolución del ángulo del chorro en función de p_{rail} . A la izquierda corresponde al caso de la tobera cilíndrica. Y a la derecha corresponde al caso de la tobera cónica.

afecta al ángulo del chorro, lo cual es coherente con la bibliografía [3–5]. En esta misma figura se puede apreciar que el caso de repetición es muy coherente para el criterio Ángulo60 y no para los otros dos criterios (Ángulo30 y Ángulo45). Por estas dos razones se ha decidido centrar el análisis aplicando el criterio Ángulo60. Adicionalmente cabe señalar que el ángulo del caso 26 MPa de la tobera cónica se ha extrapolado, con el fin de comparar también este caso con el correspondiente al de la tobera cilíndrica.

A continuación, con el fin de averiguar el efecto de la cavitación sobre el ángulo del chorro, en la figura 6.7 se compara el ángulo del chorro de la tobera cilíndrica (tobera cavitante) con el de la tobera cónica. Siendo consciente de que el ángulo del chorro se ha extraído a partir de un chorro líquido evaporativo (por esta razón los resultados tienen un valor más cualitativo que cuantitativo),

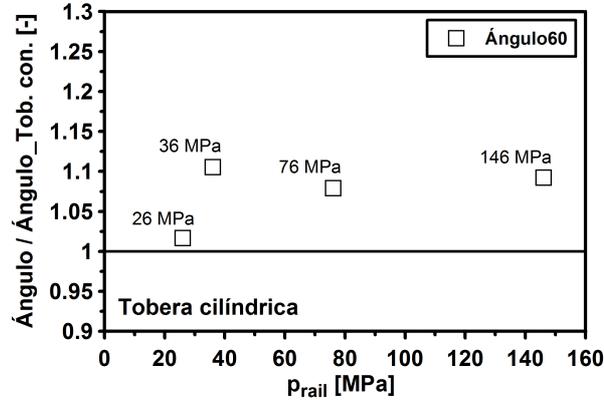


Figura 6.7: Evolución del ángulo del chorro en función de p_{rail} tanto para la tobera cónica como para la tobera cilíndrica. Los valores se han normalizado con el correspondiente caso de la tobera cónica.

se puede mencionar que los resultados de la figura 6.7 confirman el incremento del ángulo del chorro consecuencia de la cavitación.

6.2.2. Caracterización del proceso de mezcla, a través de la fracción de calor liberado

Ahora, en el presente apartado, se estudiará el efecto de la cavitación sobre el ángulo del chorro a través de la fracción de calor liberado, la cual ya ha sido definida en § 4.4.1 como la energía térmica liberada durante el proceso de combustión en función del ángulo de giro del cigüeñal.

Para ello, seguidamente, se plantea la metodología, el plan de trabajo, el procedimiento que se seguirá para la realización de las medidas experimentales, y el procedimiento que se aplicará para el análisis de las medidas experimentales.

6.2.2.1. Metodología, plan de trabajo y procedimiento de ensayo y de análisis

Metodología

Con el objetivo de medir la señal de presión instantánea en cilindro, y a partir de ésta determinar la fracción de calor liberado, que permitirá caracterizar el proceso de mezcla, se utilizará un motor monocilíndrico, el cual ha sido descrito en § 4.2.4.

Como se ha indicado en § 4.4.1, la fracción de calor liberado se determinará a través del modelo de diagnóstico de la combustión (CALMEC), el cual igualmente ha sido descrito en § 4.4.1.

Plan de trabajo

En el plan de trabajo se pueden destacar cinco aspectos. El primer aspecto es la selección de las condiciones de funcionamiento del motor monocilíndrico durante los ensayos de ambas toberas. Dichas condiciones se describen en la tabla 6.3. Para definirlos se ha tenido en cuenta el rango de operación del motor monocilíndrico (el cual ha sido descrito en § 4.2.4).

Régimen de giro	1000 <i>r.p.m.</i>
Presión de admisión	0.15 <i>MPa</i>
Temperatura de admisión	45 °C
Contrapresión de escape	0.01 <i>MPa</i> por encima de la p_{adm}
Temperatura de combustible	35 °C
Temperatura de refrigerante	80 °C
Temperatura de aceite	90 °C

Tabla 6.3: Condiciones de funcionamiento que se han utilizado en el motor monocilíndrico.

Seguidamente se justifica el por qué se han elegido las condiciones de funcionamiento descritas en la tabla 6.3: en cuanto al régimen de giro, se ha elegido un régimen de giro de 1000 *r.p.m.*, debido a que, como se ha descrito en § 3.4, las toberas objeto de estudio son toberas de baja permeabilidad (tienen 3 orificios, cuando lo normal serían de 6 ó incluso 7). Por tanto, con el régimen antes citado se asegura que la inyección no dure excesivamente largo. Respecto a la presión de admisión, se ha seleccionado una presión de admisión de 0.15 *MPa*, con el propósito de no introducir una elevada masa de aire en el interior del cilindro, y así de esta manera evitar la necesidad de introducir una elevada masa de combustible, ya que como se ha indicado antes las toberas objeto de estudio son toberas de baja permeabilidad. Por otro lado, a ese régimen de giro (1000 *r.p.m.*) la lubricación biela-cigüeñal no es muy buena, estando limitada la presión máxima a 10 *MPa*. Con una presión de admisión moderada (0.15 *MPa*) es más fácil garantizar que no se rebasará ese nivel de p_{max} . En cuanto a la temperatura de admisión, se ha

escogido una temperatura de admisión de $45\text{ }^{\circ}\text{C}$, lo cual es coherente con una p_{adm} también moderada (conviene tener en cuenta que la T_{adm} , en un motor real, depende de la relación de compresión en el compresor y del enfriamiento que tiene lugar en el *intercooler*). Respecto a la contrapresión de escape, se ha elegido una contrapresión de escape de 0.01 MPa por encima de la presión de admisión, con el propósito de simular la contrapresión que existe en un motor diesel operando en condiciones normales, consecuencia de la turbina. En cuanto a la temperatura del refrigerante, se ha seleccionado arbitrariamente una temperatura para el refrigerante de $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ y una para el aceite de $90\text{ }^{\circ}\text{C}$, respectivamente. Se ha asegurado que la temperatura del aceite fuera mayor que la del refrigerante, con el fin de acercarse a las condiciones de operación típicas de un motor real. En la tabla 6.4, se describe la matriz de ensayos de combustión, correspondiente tanto a la tobera cónica como a la cilíndrica. Cabe señalar que éstos se realizarán con una concentración volumétrica de O_2 en la admisión correspondiente a la atmosférica.

p_{rail} [MPa]	p_{back} [MPa]	Tobera	
		Cónica	Cilíndrica
36	6	✓	✓
76	6	✓	✓
146	6	✓	✓

Tabla 6.4: Matriz de ensayos de combustión, correspondiente tanto a la tobera cónica como a la cilíndrica.

En cuanto al segundo aspecto del plan de trabajo, en los ensayos descritos en la tabla 6.4, se realizará un barrido de avances de inyección, con el fin de variar la posición relativa de la combustión en el ciclo. De esta manera se podrán después escoger ensayos tanto de la tobera cónica como de la tobera cilíndrica en donde la combustión está idénticamente calada, es decir ensayos en donde la posición de pistón, en promedio, es la misma, asegurando con esto tener las mismas condiciones termodinámicas en cilindro (temperatura y densidad). Por otro lado también cabe subrayar que estos ensayos, tanto de la tobera cónica como de la tobera cilíndrica, se realizarán a masa de combustible constante, en donde ésta se medirá a través del cociente entre la masa de combustible y la relación aire-combustible (AF). Los detalles de este procedimiento ya han sido presentados en § 4.2.4. El criterio que se ha seguido para definir la cantidad de combustible a inyectar, ha sido que la masa que se inyecte en cada uno de los ensayos descritos en la tabla 6.4 deben generar una emisión final de hollín que se encuentre en el rango de 2 a 4 FSN (del inglés

Filter Smoke Number). Se ha elegido este rango por dos motivos: el primero, porque el equipo de medida tiene muy buena resolución para medir la emisión final de hollín, y el segundo para evitar saturar el equipo de medida (esto se da cuando se superan los 4 *FSN*). En el nivel de p_{rail} de 36 *MPa* ensayado en la tobera cilíndrica (descrito previamente en la tabla 6.4) se ha inyectado una masa de combustible diferente a la inyectada en los ensayos correspondientes a los niveles de p_{rail} de 76 y 146 *MPa* (igualmente ya descritos en la tabla 6.4), dado que en este nivel de p_{rail} de la tobera cilíndrica se superaban los 4 *FSN*.

Respecto al tercer aspecto del plan de trabajo, en los ensayos de combustión descritos en la tabla 6.4, se utilizará un pulso de inyección largo, del orden de 2 *ms*, con el propósito de asegurar combustiones por difusión. En estas condiciones la combustión está controlada por mezcla, y es entonces que se pueden aplicar las ecuaciones procedentes de la teoría de chorros que nos permitirán extraer información acerca del ángulo del chorro. Lo anterior se podrá entender mejor más adelante.

En cuanto al cuarto aspecto del plan de trabajo, se realizarán varios arrastres en condiciones en torno a las mostradas en la tabla 6.3. Como se ha indicado en § 4.4.1 a través de éste y con el uso del código de diagnóstico de la combustión (CALMEC) se es capaz de caracterizar el motor, pudiendo así conocer algunos datos del mismo como son la relación de compresión, r_c , las constantes de la ecuación de transmisión de calor de Woschni (C_{W1} , C_{W2}), y el coeficiente de deformación mecánica (CDM). Estos últimos son parte de la información que necesita el código de diagnóstico de la combustión (CALMEC), para poder calcular la fracción de calor liberado.

Y, finalmente, respecto al quinto aspecto del plan de trabajo, se medirá un ensayo de referencia, el cual consiste en un ensayo similar a alguno del plan de trabajo, con el fin de utilizar éste como referencia para averiguar el buen funcionamiento del motor monocilíndrico. Cabe destacar que en este ensayo de referencia se graban, entre otras señales, la señal de presión instantánea en el interior del cilindro. Más concretamente dicho ensayo de referencia se realizará bajo las condiciones de funcionamiento que se describen en la tabla 6.5.

Procedimiento de ensayo

Con el fin de asegurar iso-condiciones (es decir misma temperatura y densidad de la carga en el interior del cilindro) entre las medidas experimentales de cada tobera y entre las dos toberas objeto de estudio, y así para poder hacer

Régimen de giro	1000 <i>r.p.m.</i>
Presión de admisión	0.15 <i>MPa</i>
Temperatura de admisión	45 °C
Contrapresión escape	0.01 <i>MPa</i> por encima de la p_{adm}
Temperatura de combustible	35 °C
Temperatura de refrigerante	80 °C
Temperatura de aceite	90 °C
p_{rail}	76 <i>MPa</i>
AF	30

Tabla 6.5: Condiciones de funcionamiento que se han utilizado en el motor monocilíndrico para el ensayo de referencia.

una correcta comparación entre las medidas experimentales, se averguará el buen funcionamiento del motor monocilíndrico. Cabe indicar que aquí, al igual que en el motor maqueta, el buen funcionamiento del motor monocilíndrico se averguará a través de la señal de presión instantánea en el interior del cilindro. En cuanto a la averiguación del buen funcionamiento del motor monocilíndrico *entre las medidas experimentales de cada tobera*, se seguirá el siguiente procedimiento: antes de iniciar cada una de las tandas de ensayos se ensayará el ensayo de referencia, el cual ha sido descrito en la tabla 6.5, y así de esta manera comparar los ensayos de referencia de cada una de las tandas de ensayo. En cuanto a la averiguación del buen funcionamiento del motor monocilíndrico *entre las medidas experimentales de las dos toberas objeto de estudio*, se seguirá el siguiente procedimiento: antes de iniciar los ensayos y una vez terminando éstos se realizará un ensayo en arrastre respectivamente, y una vez llevado a cabo lo anterior se comparará el ensayo en arrastre inicial con el ensayo de arrastre final. Los resultados obtenidos demuestran el buen funcionamiento del motor monocilíndrico, tanto entre las medidas experimentales de cada tobera como entre toberas. Por tanto, se ha llegado a la conclusión que en las medidas experimentales de cada tobera y entre toberas se tenían iso-condiciones, y por consiguiente, éstas son comparables. No obstante en el anexo 6.A.3 se proporcionan más detalles, por un lado, acerca del procedimiento que se ha seguido para comprobar el buen funcionamiento del motor monocilíndrico entre las medidas experimentales de cada tobera y entre toberas y, por otro lado, de los resultados que se han obtenido.

Procedimiento de análisis de los ensayos realizados

Una vez realizados los barridos de avance de inyección para cada una de las toberas y niveles de p_{rail} ensayados (36, 76 y 146 MPa), se es capaz de conocer su presión instantánea en el interior del cilindro y, por tanto, al emplear el modelo de diagnóstico de la combustión (CALMEC, el cual ya ha sido descrito en § 4.4.1) se tendrá la fracción de calor liberado para los diferentes barridos de avance de inyección ensayados en cada una de las toberas objeto de estudio. En la figura 6.8 se muestra la evolución de la fracción de calor liberado (adimensional) en función del ángulo de giro de cigüeñal, correspondiente a los diferentes avances de inyección de la tobera cónica y al nivel de p_{rail} de 76 MPa.

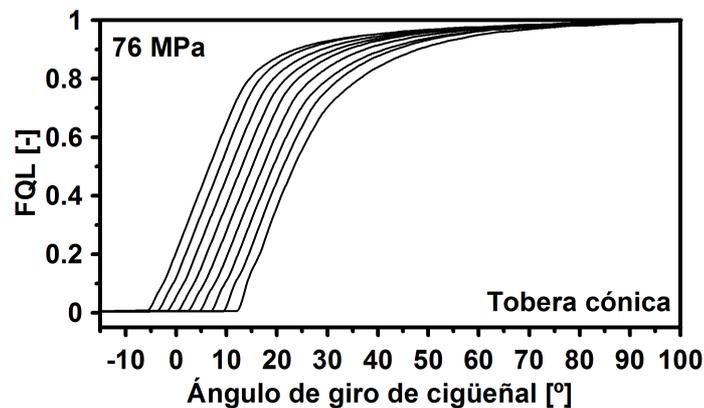


Figura 6.8: Evolución de la fracción de calor liberado (adimensional) en función del ángulo de giro de cigüeñal, correspondiente a los diferentes avances de inyección de la tobera cónica y al nivel de p_{rail} de 76 MPa.

Conviene recordar aquí que estos barridos de avance de inyección se han hecho con la intención de escoger después los ensayos, tanto de la tobera cónica como de la tobera cilíndrica, en donde la combustión está idénticamente calada, es decir, ensayos en donde la posición del pistón, en promedio, es la misma, asegurando con esto tener las mismas condiciones termodinámicas en cilindro (temperatura y densidad), y así de esta manera poder comparar los ensayos de cada una de las toberas. El criterio que se ha elegido para definir la ubicación de la combustión es el CA50 (ángulo para el cual se ha quemado el 50% de la masa de combustible), de manera que dos casos tendrán una combustión idénticamente calada cuando su CA50 sea idéntico.

Seguidamente, para analizar el proceso de mezcla se va a utilizar el parámetro ACT (Tiempo aparente de combustión, del inglés Apparent Combustion

Time) [6], el cual es un indicador del tiempo característico de mezcla. En la figura 6.9 se ilustra la definición del parámetro ACT. En esta figura se representa, por un lado, la masa de combustible inyectada (línea discontinua), y por otro lado, la masa de combustible quemada (línea continua), ambas en función del tiempo. Se puede observar que el parámetro ACT corresponde al tiempo (aparente) que tarda en quemar el combustible que se ha inyectado.

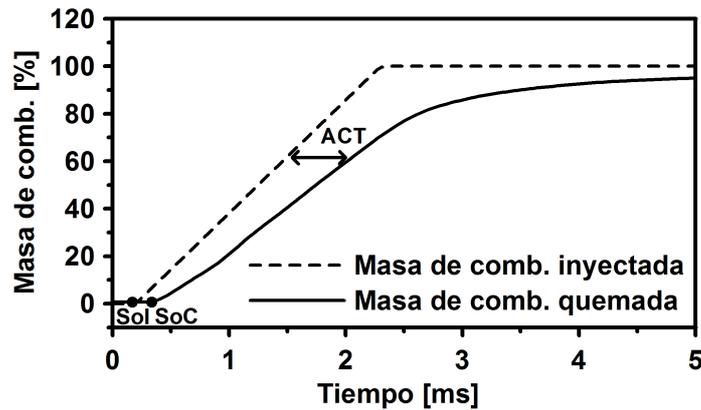


Figura 6.9: Masa de combustible inyectada y quemada en función del tiempo. Esta información corresponde a un caso de la tobera cónica ($p_{rail}=146$ Pa; Avance de inyección: -0.40). El tiempo aparente de combustión (ACT) representa un tiempo característico de combustión.

Cabe indicar que para cada tobera, avance de inyección y p_{rail} se tendrá una evolución del parámetro ACT. En la figura 6.10 se representa la evolución de dicho parámetro, en función del porcentaje de masa de combustible, para los diferentes avances de inyección correspondientes a la tobera cónica y al nivel de p_{rail} de 76 MP. En dicha figura también se señala (en color gris) el rango a partir del cual se extraerá un valor promedio del parámetro ACT, y que es el que se utilizará para el análisis de los resultados.

En la figura 6.11 se representa el ACT promedio correspondiente a cada uno de los avances de inyección de los tres niveles de p_{rail} (36, 76 y 146 MPa) y toberas estudiadas, en función del CA50 (ángulo en el que se ha calado la combustión). Asimismo en esta figura se puede ver que los ACT promedios se han ajustado a través de una curva de ajuste por dos motivos: el primero, para filtrar los posibles errores experimentales; y el segundo, para poder interpolar o extrapolar ligeramente a otros valores de CA50 no disponibles.

Seguidamente se describe la manera en cómo se determinará el ángulo del chorro a partir del parámetro ACT.

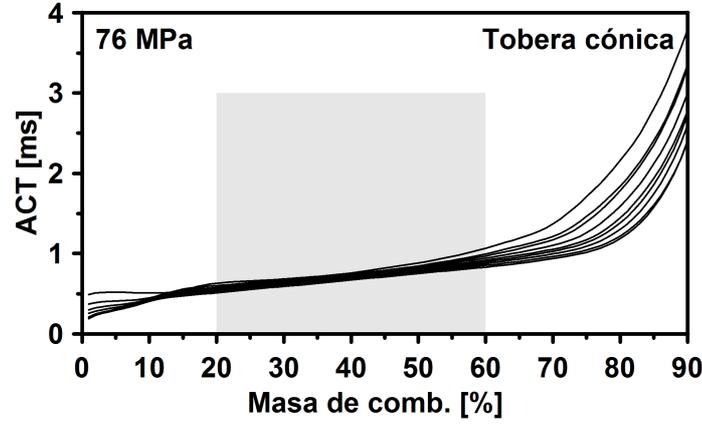


Figura 6.10: Evolución del parámetro ACT en función del porcentaje de masa de combustible, correspondiente a los avances de inyección del nivel de p_{rail} y de la tobera cónica.

Determinación del ángulo del chorro, a partir del parámetro ACT

La ecuación (6.2) define el tiempo característico de mezcla, la cual se ha obtenido aplicando la teoría de los chorros [7].

$$t_{mix} \propto \frac{1}{\tan(\theta/2)} \cdot d_o \cdot \frac{1}{u_{eff}} \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_a}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.2)$$

donde: t_{mix} es el tiempo característico de mezcla, θ es el ángulo del chorro, d_o es el diámetro geométrico del orificio, u_{eff} es la velocidad efectiva de inyección, y ρ_a y ρ_f , son la densidad del aire y del combustible, respectivamente.

Cabe indicar que el t_{mix} (tiempo característico de mezcla), es equivalente al parámetro ACT. Por consiguiente la ecuación (6.2), puede reescribirse de la siguiente manera:

$$ACT \equiv t_{mix} \propto \frac{1}{\tan(\theta/2)} \cdot d_o \cdot \frac{1}{u_{eff}} \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_a}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.3)$$

Si se tiene en cuenta que se van a comparar los casos de la tobera cónica y cilíndrica a iso-CA50, las condiciones en cilindro son idénticas y por tanto la temperatura y densidad son iguales. Por consiguiente la ecuación (6.3) puede simplificarse a la siguiente ecuación:

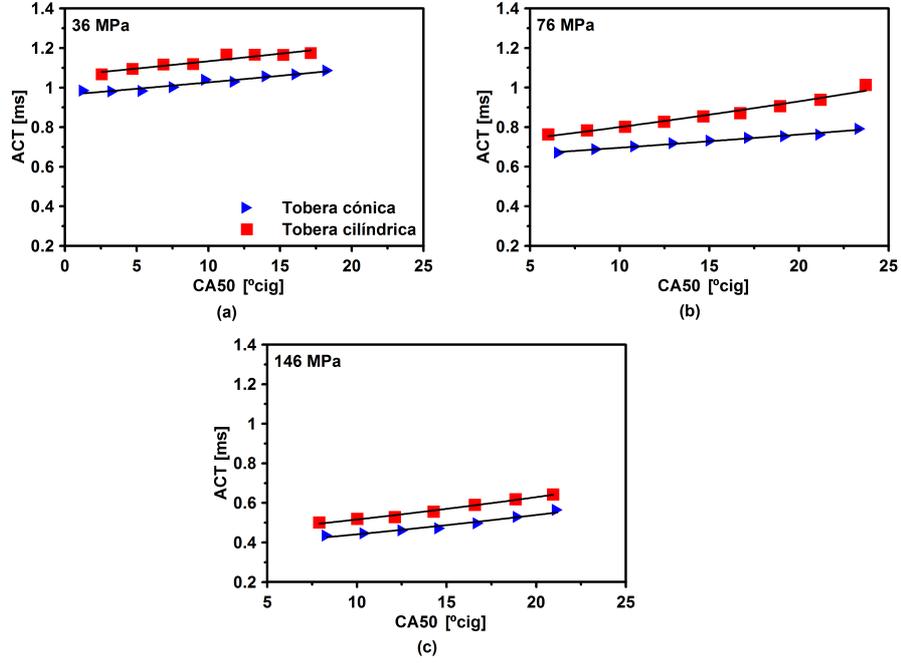


Figura 6.11: ACT promedios en función del CA50 correspondientes a los avances de inyección de la tobera cónica y cilíndrica, y para los niveles de p_{rail} de 36, 76 y 146 MPa.

$$ACT = t_{mix} \propto \frac{1}{\tan(\theta/2)} \cdot d_o \cdot \frac{1}{u_{eff}} \quad (6.4)$$

Al despejar la $\tan(\theta/2)$ de la ecuación (6.4), nos queda la ecuación (6.5).

$$\tan(\theta/2) \propto \frac{d_o}{u_{eff} \cdot ACT} \quad (6.5)$$

Retomando la justificación que se ha hecho en el apartado 2.4.3 para usar el d_{eff} en el apartado 2.4.3, en la ecuación (6.5) se utilizará el d_{eff} en lugar del d_o .

Por tanto, finalmente, se obtiene la ecuación (6.6).

$$\tan(\theta/2) \propto \frac{d_{eff}}{u_{eff} \cdot ACT} \quad (6.6)$$

A continuación se presentan los resultados que se han obtenido al aplicar el procedimiento de análisis previamente descrito.

6.2.2.2. Efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla

En la figura 6.12 se representa el ángulo del chorro de la tobera cilíndrica respecto al ángulo de la tobera cónica en función de p_{rail} para distintos casos a iso-CA50 (CA50=7.5, CA50=8.5, CA50=9.5, CA50=10.5, CA50=11.5, CA50=12.5, CA50=13.5 y CA50=14.5). En esta misma figura se destaca a través de una zona sombreada el caso (p_{rail} de 36 MPa) en el que se ha inyectado una masa de combustible distinta a la que se ha inyectado en los niveles de p_{rail} de 76 y 146 MPa (esto ya ha sido mencionado en § 6.2.2.1), el cual debe ser analizado con precaución.

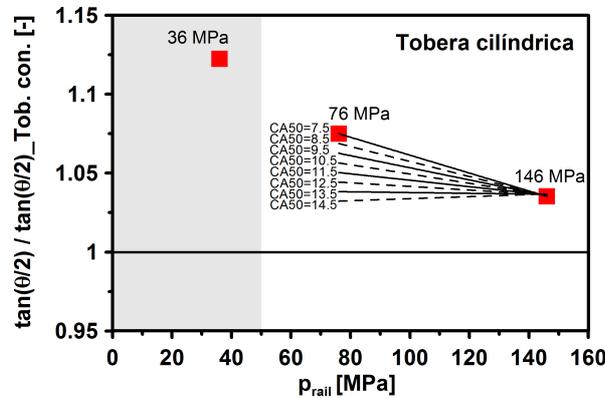


Figura 6.12: Evolución del ángulo del chorro en función de la p_{rail} tanto para la tobera cónica como para la tobera cilíndrica. Los valores se han normalizado con el correspondiente caso de la tobera cónica.

A partir de la figura 6.12, si nos centramos en el comportamiento del ángulo del chorro en las dos toberas e individualmente en cada uno de los niveles de p_{rail} estudiados (36, 76 y 146 MPa), se puede ver que en la tobera cilíndrica (tobera cavitante) se tiene un mayor ángulo del chorro en comparación al que se tiene en la tobera cónica. Este resultado es coherente con los resultados obtenidos en § 6.2.1 (a partir de la longitud líquida de evaporación). Concretamente si nos centramos en los casos correspondientes a un CA50=11.5 (un valor medio de CA50) y a los niveles de p_{rail} de 76 y 146 MPa (en los que se ha inyectado la misma masa de combustible) el porcentaje promedio del incremento del ángulo del chorro es del orden de 5.03 y 3.61 %, respectivamente.

El autor es consciente de que el procedimiento empleado en este apartado *Caracterización del proceso de mezcla, a través de la fracción de calor liberado* para estudiar el proceso de mezcla es muy diferente en comparación al que se ha utilizado en el apartado 6.2.1. En el presente apartado, por un lado, los ensayos

se han realizado en condiciones completamente realistas (chorro evaporativo y reactivo), lo cual es una ventaja frente a lo que se ha hecho en § 6.2.1, y por otro lado, que el procedimiento de cálculo es mucho más “tortuoso”, y por tanto existen mayores errores en los resultados. Por consiguiente, los resultados que se presentan en el presente apartado son los más interesantes, pero hay que ser cautelosos a la hora de usar estos resultados.

A continuación se realizará una síntesis de los resultados obtenidos, sobre el proceso de mezcla, con el fin de evaluar los dos escenarios en que se ha caracterizado el proceso de mezcla (es decir a partir tanto de los ensayos de longitud líquida de evaporación, como de la fracción de calor liberado).

6.2.3. Síntesis de los resultados sobre el proceso de mezcla

En la tabla 6.6 se hace una comparación del incremento del ángulo del chorro que se ha obtenido: (a) a partir de la longitud líquida de evaporación y aplicando la dependencia funcional de esta última, (b) a partir de medirlo directamente de la imagen de longitud líquida de evaporación, y (c) a partir de la fracción de calor liberado, para las presiones de rail de 76 y 146 MPa.

p_{rail} [MPa]	Incremento de ángulo del chorro [%]		
	(a)	(b)	(c)
76	2.64	7.91	5.03
146	1.46	9.22	3.61

Tabla 6.6: Comparación del incremento del ángulo del chorro, que se ha obtenido a partir tanto de las imágenes de longitud líquida de evaporación, como de la fracción de calor liberado.

En la tabla 6.6, se pueden ver diferencias significativas entre el incremento del ángulo obtenido a partir de las imágenes de longitud líquida (tanto el deducido a partir de la longitud líquida de evaporación, como el obtenido directamente de las imágenes), y el obtenido a partir de la fracción de calor liberado. Cabe decir que esta diferencia entre los dos escenarios estudiados era de esperar, debido a dos motivos: el primero, las condiciones que se tenían en cada uno de ellos eran tan diferentes (en uno chorro evaporativo pero no reactivo, mientras que en el otro chorro evaporativo y reactivo), y el segundo, como se ha indicado antes, por las diferencias del procedimiento que se ha seguido en cada uno de los escenarios para determinar el ángulo del chorro.

Llegados a este punto se va tratar de retomar y ligar dos conclusiones: por un lado, una conclusión que se ha puesto de manifiesto en el capítulo 5, es decir que la u_{eff} de la tobera cilíndrica crece con el nivel de cavitación pero no llega a superar a la u_{eff} de la tobera cónica. Y, por otro lado, una conclusión que se ha puesto de manifiesto en el presente capítulo, en concreto que, al comparar el ángulo del chorro de la tobera cilíndrica con el de la cónica, se ha observado un mayor ángulo del chorro en la tobera cilíndrica, (consecuencia de la presencia de cavitación en el interior del orificio). Como consecuencia de estas dos observaciones, se puede afirmar que este mayor ángulo del chorro en la tobera cilíndrica, consecuencia de la cavitación, no es debido a un aumento en la u_{eff} , sino más bien al flujo bifásico que se tiene en el interior del orificio de la tobera, el cual se refleja en una reducción en la viscosidad dinámica del combustible y lo que conlleva un aumento en el número de Re y por tanto un incremento en el nivel de turbulencia del flujo. Esta afirmación es coherente con la conclusión a la que han llegado varios trabajos, entre los cuales se pueden citar el de Kent y Brown [8], el de Correas [9], y el de Chehroudi y otros [10], en el que se concluye que la presión de inyección, la cual está asociada con la u_{eff} , tiene un efecto prácticamente despreciable sobre el ángulo del chorro.

En resumen, si nos centramos en los niveles de p_{rail} de 76 (nivel medio de cavitación) y 146 MPa (nivel alto de cavitación), y se compara la tobera cilíndrica con la tobera cónica, se puede destacar que:

- Por un lado, como se indicó en el capítulo 5, se tiene una menor u_{eff} del orden de 7.08 % para el nivel de p_{rail} de 76 MPa y del 6.08 % para el nivel de p_{rail} de 146 MPa.
- Y, por otro lado, según los resultados presentados en el presente capítulo, se tiene un mayor ángulo del chorro del orden de 5.03 % para el nivel de la p_{rail} de 76 MPa y de 3.61 % para el nivel de p_{rail} de 146 MPa.

Con este nuevo conocimiento adquirido cabe preguntarse qué es lo que tiene más influencia sobre el proceso de mezcla, si la variación de la u_{eff} o la variación del ángulo del chorro (ambas variaciones consecuencia de la cavitación). Con la finalidad de responder a esta pregunta, se averiguará la influencia de la variación de la u_{eff} y la variación del ángulo del chorro sobre el parámetro ACT (tiempo característico de combustión), de los niveles de p_{rail} de 76 y 146 MPa, correspondientes a la tobera cónica y cilíndrica. Para ello se retomará la ecuación (6.6) de § 6.2.2.2, y se despejará el parámetro ACT. Teniendo en cuenta lo anterior, se puede escribir que:

$$ACT \propto \left(\frac{1}{u_{eff} \cdot \tan(\theta/2)} \right) \quad (6.7)$$

A partir de la ecuación (6.7), y teniendo en cuenta los resultados obtenidos al comparar la tobera cilíndrica con la tobera cónica, (una reducción de la u_{eff} de aproximadamente de un factor 0.935, es decir, 6.5 %, y un incremento del ángulo del chorro de aproximadamente de un factor 1.04, es decir de 4 %), se puede concluir que tiene más influencia la variación de la u_{eff} que la variación del ángulo del chorro sobre el proceso de mezcla (pues el tiempo característico de mezcla, ACT, crece en un factor de 1.028, es decir, 2.8 %). Por tanto, al comparar la u_{eff} y el ángulo del chorro, que se tiene tanto en la tobera cónica (tobera que inhibe el fenómeno de la cavitación) como en la tobera cilíndrica (tobera que propicia el fenómeno de la cavitación), se ha encontrado que, para los casos aquí estudiados, el proceso de mezcla empeora con la tobera cilíndrica.

Teniendo presente este nuevo conocimiento adquirido cabe preguntarse ahora, qué tiene más influencia sobre la longitud de lift-off, si la variación de la u_{eff} o la variación del nivel de turbulencia del flujo (que en el fondo es quien origina esa variación del ángulo del chorro) “ambas como consecuencia de la cavitación”. La relevancia de esta pregunta radica en que como ya se indicó en § 2.3.3, la longitud de lift-off tiene un efecto importante sobre el proceso de formación de hollín. Esta cuestión será abordada en el capítulo 7.

6.3. Conclusiones

En el capítulo que ahora se concluye se ha profundizado en el conocimiento de la influencia de la cavitación en toberas de inyección diesel sobre el proceso de mezcla, y ello a través del estudio de la influencia de la cavitación sobre el ángulo del chorro, en donde este último parámetro caracteriza el proceso de mezcla. Cabe mencionar que el ángulo del chorro se ha estudiado en dos escenarios diferentes. El primer escenario se basó en la medida de la longitud líquida de evaporación (condiciones cercanas a la realidad, es decir chorro evaporativo pero no reactivo). En este escenario se han analizado dos ángulos del chorro, uno que se ha obtenido aplicando la dependencia funcional de la longitud líquida de evaporación, y el otro, que se ha obtenido midiéndolo directamente de la imagen de longitud líquida de evaporación. Y el segundo escenario se basó en la fracción de calor liberado (condiciones reales, es decir chorro evaporativo y reactivo) y utilizando la teoría de chorros. Seguidamente

se hace un recuento de las afirmaciones que se han ido poniendo de manifiesto a lo largo del capítulo.

- El incremento del ángulo del chorro consecuencia de la cavitación, ha sido confirmado en los dos escenarios estudiados, es decir a través de la medida de la longitud líquida de evaporación (condiciones cercanas a la realidad, es decir chorro evaporativo pero no reactivo) y a través de la fracción de calor liberado (condiciones reales, es decir chorro evaporativo y reactivo) y utilizando la teoría de chorros¹⁹. Sin embargo entre los dos escenarios en el que se ha estudiado el ángulo del chorro, existe una diferencia significativa del orden de 4%. Cabe decir que esta diferencia entre los dos escenarios estudiados era de esperar, debido a dos aspectos: el primero, porque las condiciones que se tenían en cada uno de ellos eran diferentes (en uno chorro evaporativo pero no reactivo, mientras que en el otro chorro evaporativo y reactivo), y el segundo, por las diferencias del procedimiento que se ha seguido en cada uno de los escenarios para determinar el ángulo del chorro.
- El incremento del ángulo del chorro, consecuencia de la cavitación, no es debido a un aumento en la u_{eff} , sino más bien al flujo bifásico que se tiene en el interior del orificio de la tobera, el cual se refleja en una reducción en la viscosidad dinámica del combustible y lo que conlleva un aumento en el número de Re y por tanto un incremento en el nivel de turbulencia del flujo. Esta afirmación es coherente con la conclusión a la que han llegado varios trabajos, entre los cuales se pueden citar el de Kent y Brown [8], el de Correas [9], y el de Chehroudi y otros [10], en el que se concluye que la presión de inyección, la cual está asociada con la u_{eff} , tiene un efecto prácticamente despreciable sobre el ángulo del chorro.
- Al comparar la tobera cilíndrica con la tobera cónica en los niveles de p_{rail} de 76 (nivel de media intensidad de cavitación) y 146 MPa (nivel de mayor intensidad de cavitación) se ha encontrado que se tiene un mayor ángulo del chorro del orden de 5.03% para el nivel de la p_{rail} de 76 MPa y de 3.61% para el nivel de p_{rail} de 146 MPa. Y en cuanto a la u_{eff} en el capítulo 5 al comparar la tobera cilíndrica con la tobera cónica se ha

¹⁹En el primer escenario cabe recordar que el ángulo del chorro se ha obtenido de dos maneras diferentes: por un lado, aplicando la dependencia funcional de la longitud líquida de evaporación, y por otro lado, midiéndolo directamente de la imagen de longitud líquida de evaporación. Como ya se ha descrito en § 6.2.1.2 el ángulo del chorro obtenido por la primera manera tiene un valor cuantitativo, mientras que el obtenido por la segunda manera tiene un valor más cualitativo que cuantitativo.

hallado que presenta una menor u_{eff} del orden de 7.08 % para el nivel de p_{rail} de 76 MPa y del 6.08 % para el nivel de p_{rail} de 146 MPa.

- Al analizar la influencia tanto de la variación de la u_{eff} como de la variación del ángulo del chorro sobre el proceso de mezcla, se ha encontrado que tiene más influencia la variación de la u_{eff} que la variación del ángulo del chorro sobre este proceso. Por tanto, al tener en cuenta conjuntamente la variación de u_{eff} y la del ángulo del chorro, se ha encontrado que, para los casos aquí estudiados, el proceso de mezcla empeora con la tobera cilíndrica.

6.A. Anexo: Comprobación del buen funcionamiento de las instalaciones experimentales

6.A.1. Introducción

En el presente anexo se averiguará en primer lugar, el buen funcionamiento del motor maqueta y la cámara rápida, y en segundo lugar, el buen funcionamiento del motor monocilíndrico, con el fin de asegurar iso-condiciones entre medidas experimentales de cada tobera y entre toberas, y así posteriormente poder hacer una correcta comparación de éstas.

6.A.2. Motor maqueta y cámara rápida

Como se ha descrito en § 6.2.1.1, más concretamente en el punto que habla acerca del procedimiento de ensayo, con el fin de asegurar iso-condiciones (es decir misma temperatura y densidad de la carga en el cilindro), así como también un mismo comportamiento de la cámara rápida tanto entre las medidas experimentales de cada tobera como entre las dos toberas objeto de estudio (para posteriormente hacer una correcta comparación de dichas medidas experimentales), se averiguará el buen funcionamiento del motor maqueta y de la cámara rápida, primero entre las medidas experimentales de cada tobera, y segundo entre las toberas. Cabe indicar que el buen funcionamiento del motor maqueta se averiguará a través de la señal de presión instantánea en el cilindro, mientras que el buen funcionamiento de la cámara rápida se averiguará a través de la medida de longitud líquida de evaporación, en donde esta última se obtiene a partir de las imágenes tomadas por ella. En cuanto a la averiguación del buen funcionamiento del motor maqueta y de la cámara rápida *entre las medidas experimentales de cada tobera*, se seguirá el siguiente

procedimiento: cada vez que se haga un barrido completo de p_{rail} en cada tobera, se repetirá el nivel de p_{rail} con el que se comenzó dicho barrido. Y en cuanto a la averiguación del buen funcionamiento del motor maqueta y de la cámara rápida *entre las dos toberas*, se seguirá la siguiente metodología: una vez que se hayan realizado los ensayos de las toberas objeto de estudio, se montará nuevamente en el motor la tobera con la que se comenzaron los ensayos, y se repetirá el nivel de p_{rail} con el que se comenzó el barrido de dicha tobera.

Teniendo presente lo antes mencionado, en la tabla 6.7 se muestra tanto el orden en el que se ensayó cada una de las toberas, como el orden en el que se realizaron cada una de las medidas experimentales. Seguidamente se presentan los resultados que se han obtenido.

Orden de la tobera	Orden del ensayo
a) Cilíndrica	a) 26-1 b) 36-1 c) 76-1 d) 146-1 e) 26-2 (Ensayo de validación)
b) Cónica	a) 36-1 b) 76-1 c) 146-1 d) 36-2 (Ensayo de validación)
c) Cilíndrica	26-1 (Ensayo de validación)

Tabla 6.7: Orden de ensayo tanto de las toberas como de las medidas experimentales.

En primer lugar, con el fin de averiguar, por un lado, el buen funcionamiento del motor maqueta entre las medidas experimentales de la tobera cilíndrica, a la derecha de la figura 6.13 se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo 26-1 (ensayo inicial del barrido de p_{rail}) con la del ensayo 26-2 (ensayo de validación). Y para averiguar, por otro lado, el buen funcionamiento de la cámara rápida, a la izquierda de la figura 6.13 se compara la evolución temporal de la longitud líquida de evaporación de cinco repeticiones del ensayo 26-1 con cinco del ensayo 26-2.

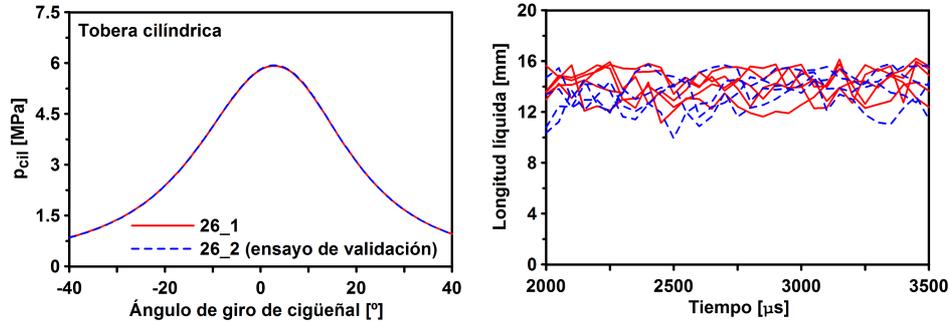


Figura 6.13: A la izquierda se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo 26-1 con la del ensayo 26-2, mientras que a la derecha se compara la evolución temporal de la longitud líquida de evaporación de cinco repeticiones del ensayo 26-1 con cinco del ensayo 26-2.

Los resultados de la figura 6.13 demuestran el buen funcionamiento del motor maqueta y la cámara rápida entre las medidas experimentales de la tobera cilíndrica, por lo que éstas son comparables.

En segundo lugar, con el fin de explorar por un lado, el buen funcionamiento del motor maqueta entre las medidas experimentales de la tobera cónica, a la derecha de la figura 6.14 se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo 36-1 (ensayo inicial del barrido de p_{rail}) con la del ensayo 36-2 (ensayo de validación). Y para averiguar, por otro lado, el buen funcionamiento de la cámara rápida, a la izquierda de la figura 6.14 se compara la evolución temporal de la longitud líquida de evaporación de cinco repeticiones del ensayo 36-1 con cinco del ensayo 36-2.

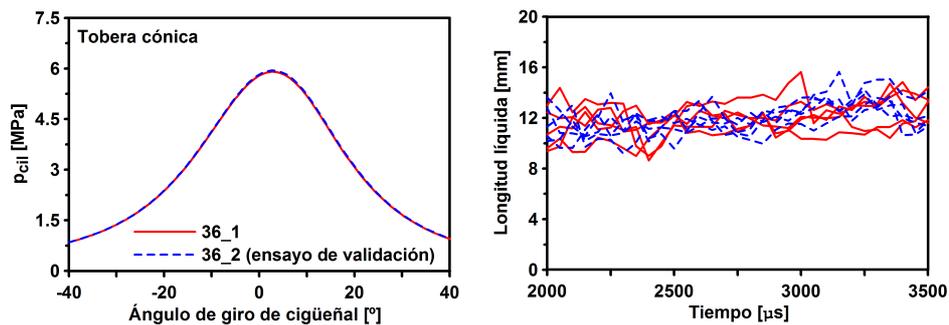


Figura 6.14: A la izquierda se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo 36-1 con la del ensayo 36-2, mientras que a la derecha se compara la evolución temporal de la longitud líquida de evaporación de cinco repeticiones del ensayo 36-1 con cinco del ensayo 36-2.

Los resultados de la figura 6.14 ponen de manifiesto el buen funcionamiento del motor maqueta y la cámara rápida entre las medidas experimentales de la tobera cónica.

Y en tercer lugar, con el fin de averiguar, por un lado, el buen funcionamiento del motor maqueta entre los ensayos de la tobera cónica y los de la cilíndrica, a la derecha de la figura 6.15 se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo 26-1 (ensayo inicial de los barridos tanto de la tobera cilíndrica como de la tobera cónica) con la del ensayo 26-1 (ensayo final de los barridos de p_{rail} tanto de la tobera cilíndrica como de la tobera cónica, el cual corresponde al ensayo de validación). Y para averiguar, por otro lado, el buen funcionamiento de la cámara rápida, a la izquierda de la figura 6.15 se compara la evolución temporal de la longitud líquida de evaporación de cinco repeticiones del ensayo 26-1 con cinco del ensayo 26-1 (ensayo de validación).

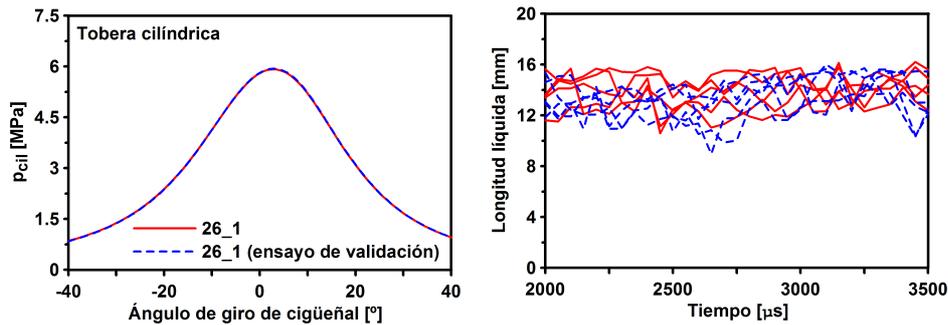


Figura 6.15: A la izquierda se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo 26-1 con la del ensayo 26-1 (ensayo de validación), mientras que a la derecha se compara la evolución temporal de la longitud líquida de evaporación de cinco repeticiones del ensayo 26-1 con cinco del ensayo 26-1 (ensayo de validación).

Los resultados de la figura 6.15 indican el buen funcionamiento del motor maqueta y la cámara rápida entre las medidas experimentales de las dos toberas objeto de estudio.

Los resultados antes ilustrados demuestran el buen funcionamiento del motor maqueta y de la cámara rápida, tanto entre las medidas de cada tobera como entre toberas. Por tanto, se puede concluir que en las medidas experimentales de cada tobera y entre toberas se tenían iso-condiciones (es decir se tenía la misma temperatura y densidad de la carga en el cilindro), así como el mismo comportamiento de la cámara rápida, por lo que éstas son comparables.

6.A.3. Motor monocilíndrico

Como se ha comentado en § 6.2.2.1, más concretamente en el punto que habla acerca del procedimiento de ensayo, con el fin de asegurar iso-condiciones (es decir misma temperatura y densidad de la carga en el interior del cilindro) entre las medidas experimentales de cada tobera y entre las dos toberas objeto de estudio, y así para poder hacer una correcta comparación entre las medidas experimentales, se averiguará el buen funcionamiento del motor monocilíndrico. Cabe indicar que aquí al igual que en el motor maqueta, el buen funcionamiento del motor se averiguará a través de la señal de presión instantánea en el interior del cilindro. En cuanto a la averiguación del buen funcionamiento del motor monocilíndrico *entre las medidas experimentales de cada tobera*, se seguirá el siguiente procedimiento: antes de iniciar con cada una de las tandas de ensayos se ensayará el ensayo de referencia, el cual ha sido descrito en § 6.2.2.1, y así de esta manera comparar los ensayos de referencia de cada una de las tandas de ensayo. En cuanto a la averiguación del buen funcionamiento del motor monocilíndrico *entre las medidas experimentales de las dos toberas objeto de estudio*, se seguirá el siguiente procedimiento: antes de iniciar los ensayos y una vez terminando éstos se realizará un ensayo en arrastre respectivamente, y una vez llevando a cabo lo anterior se comparará el ensayo en arrastre inicial con el ensayo de arrastre final.

Teniendo en cuenta lo antes mencionado, en la tabla 6.8 se muestran las diferentes tandas de ensayos que se han realizado para cada una de las toberas, así como también el orden en que se ha realizado cada una de las medidas experimentales. Seguidamente se presentan los resultados que se han obtenido.

En la izquierda de la figura 6.16, se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo de referencia del día 1 con la del día 2, ambas correspondientes a la tobera cónica, mientras que en la derecha de la figura, se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo de referencia del día 3 con la del día 4, correspondientes a la tobera cilíndrica.

A partir de los resultados mostrados en la figura 6.16 se puede asegurar el buen funcionamiento del motor monocilíndrico entre las medidas experimentales de cada tobera, por lo que éstas son comparables.

Ahora, con el fin de averiguar el buen funcionamiento del motor monocilíndrico entre toberas, en la figura 6.17 se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo en arrastre inicial (ensayo realizado antes de iniciar los ensayos de las dos toberas objeto de estudio) con la

Día del ensayo	Tobera	Ensayo
1	Cónica	a) Ensayo en arrastre (inicial) b) Ensayo de referencia c) 146
2	Cónica	a) Ensayo de referencia b) 36 c) 76
3	Cilíndrica	a) Ensayo de referencia b) 76
4	Cilíndrica	a) Ensayo de referencia b) 146 c) 36 d) Ensayo en arrastre (final)

Tabla 6.8: Orden de ensayo tanto de las toberas como de las medidas experimentales.

del ensayo en arrastre final (ensayo realizado una vez terminados los ensayos de las dos toberas objeto de estudio).

A partir de los resultados ilustrados en la figura 6.17 se puede asegurar el buen funcionamiento del motor monocilíndrico entre las medidas experimentales de las dos toberas objeto de estudio, por lo que éstas son comparables.

Finalmente se puede mencionar que los resultados antes presentados demuestran el buen funcionamiento del motor monocilíndrico entre las medidas experimentales tanto de cada tobera como entre toberas. Por tanto, se puede concluir que, en las medidas experimentales de cada tobera y entre toberas se tenían iso-condiciones (es decir se tenía la misma temperatura y densidad de la carga en el cilindro), y por consiguiente éstas son comparables.

Bibliografía

- [1] García J. M. *Aportaciones al estudio del proceso de combustión turbulenta de chorros en motores diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2004.

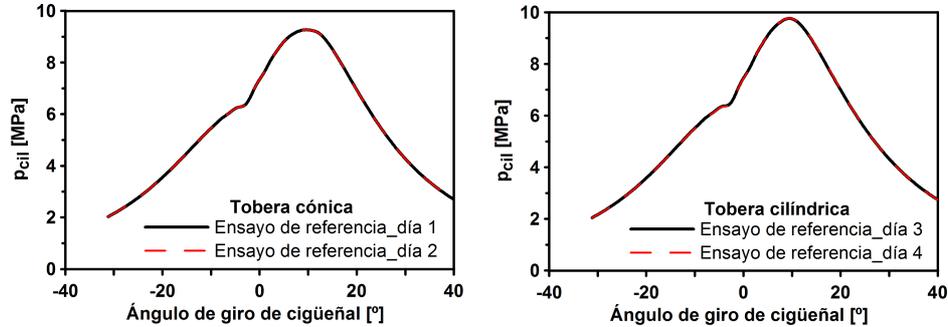


Figura 6.16: A la izquierda se compara la señal de presión instantánea del ensayo de referencia del día 1 con la del día 2, correspondientes a la tobera cónica, mientras que a la derecha se compara la señal de presión instantánea del ensayo de referencia del día 3 con la del día 4, pero ahora correspondientes a la tobera cilíndrica.

- [2] Desantes J. M., López J. J., García J. M. y Pastor J. M. “Evaporative diesel spray modeling”. *Atomization and Sprays*, Vol. 17, pp. 193–231, 2007.
- [3] Naber J. D. y Siebers D. L. “Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays”. *SAE Paper 960034*, 1996.
- [4] Desantes J. M., Pastor J. V., Payri R. y Pastor J. M. “Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part II: Evaporative conditions”. *Atomization and Sprays*, Vol. 15, pp. 517–543, 2005.
- [5] Delacourt E., Desmet B. y Besson B. “Characterization of very high pressure diesel sprays using digital imaging techniques”. *Fuel*, Vol. 84, pp. 859–867, 2005.
- [6] Arrègle J., López J. J., García J. M. y Fenollosa C. “Development of a zero-dimensional diesel combustion model. Part1: Analysis of the quasi-steady diffusion combustion phase”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 23, pp. 1301–1317, 2003.
- [7] Desantes J. M., Arrègle J., López J. J. y Cronhjort A. “Scaling laws for free turbulent gas jets and diesel-like sprays”. *Atomization and Sprays*, Vol. 16, pp. 443–473, 2006.
- [8] Kent, J. C. y Brown G. M. “Nozzle exit flow characteristics for square-edged and rounded inlet geometries”. *Combustion Science and Technology*, Vol. 30, pp. 121–132, 1983.

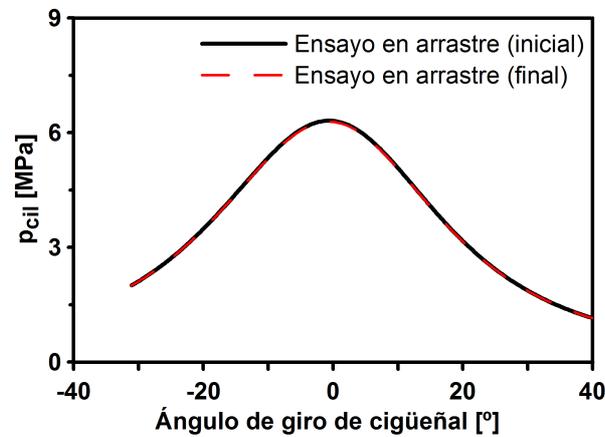


Figura 6.17: Comparación de la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo en arrastre inicial (ensayo realizado antes de iniciar los ensayos de las dos toberas objeto de estudio) con la del ensayo en arrastre final (ensayo realizado una vez terminados los ensayos de las dos toberas objeto de estudio).

- [9] Correas D. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel iso-termo*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [10] Chehroudi, B., Chen S., Bracco F. y Onuma Y. "On the intact core of full-cone sprays". *SAE Paper 850126*, 1985.

Capítulo 7

Estudio del efecto de la cavitación sobre la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín

Contenido

7.1. Introducción	220
7.2. Efecto de la cavitación sobre la LOL y la formación de hollín	221
7.2.1. Caracterización de la longitud de lift-off y la formación de hollín a partir de medir la radiación de las partículas de hollín	221
7.2.1.1. Metodología, plan de trabajo y procedimiento de ensayo	221
7.2.1.2. Efecto de la cavitación sobre la LOL	225
7.2.1.3. Efecto de la cavitación sobre el proceso de formación de hollín	229
7.2.2. Caracterización del proceso de formación de hollín a partir de medir la emisión final de hollín	239
7.2.2.1. Metodología para el análisis de los resultados	242
7.2.2.2. Efecto de la cavitación sobre el proceso de formación de hollín	242
7.3. Conclusiones globales	245
7.A. Anexo: Parámetro SY	247
7.B. Anexo: Ensuciamiento de la ventana de visualización	253
7.C. Comprobación del buen funcionamiento de las instalaciones	255

Bibliografía	259
-------------------------------	------------

7.1. Introducción

En la síntesis de la revisión bibliografía, la cual ha sido descrita en § 3.2, se ha puesto de manifiesto que existen pocos trabajos que se hayan dado a la tarea de estudiar el posible efecto de la cavitación sobre el proceso de combustión. Concretamente la mayoría de éstos se centran en estudiar la influencia de la cavitación sobre la emisión final de hollín. En unos de estos pocos trabajos, al comparar el comportamiento de un motor determinado operando con una tobera cilíndrica y otra cónica, han encontrado que la tobera cilíndrica genera menos emisión final de hollín en comparación a la que se tiene en la tobera cónica, mientras que en otros de estos pocos trabajos se ha encontrado que la tobera cilíndrica genera mayor emisión final de hollín en comparación a la que se tiene en la tobera cónica. Esta ambigüedad puede ser debida a la complejidad de interpretar la emisión final de hollín, ya que ésta incluye tanto el proceso de formación como el de oxidación de hollín. Por tanto, con el propósito de entender el posible efecto de la cavitación sobre la emisión final de hollín, quizás sea necesario separar el proceso de formación y el de oxidación.

En § 3.2 se mencionó también que existen dos únicos estudios que se han enfocado en estudiar la influencia de la cavitación sobre la formación de hollín. Sin embargo dichos estudios tienen poca consistencia, por lo que no resuelven la ambigüedad expuesta en el párrafo anterior sobre la influencia de la cavitación en la emisión final de hollín.

Finalmente, en el apartado antes citado se ha destacado que la longitud de lift-off es un parámetro muy importante, dado que éste influye sobre el dosado en el lift-off, y este último sobre el proceso de formación de hollín. A pesar de esto, no existe ningún estudio experimental en donde se haya estudiado la influencia de la cavitación sobre la longitud de lift-off. Cabe indicar que existe un único estudio, basado en modelado, en donde se ha estudiado la influencia de la cavitación sobre la longitud de lift-off. Sin embargo dicho estudio como ya se ha puesto de manifiesto en § 2.4.8 tiene poca consistencia. Por tanto, con el propósito de entender la posible influencia de la cavitación sobre el proceso de formación de hollín, es necesario estudiar la eventual influencia de la cavitación sobre la longitud de lift-off.

Por consiguiente, el presente capítulo tiene como principal objetivo atender las áreas de oportunidad expuestas en los párrafos anteriores. Cabe señalar

que estas áreas de oportunidad corresponden al tercer objetivo específico de la presente tesis doctoral, el cual ya ha sido descrito en § 3.3.

Con el propósito de alcanzar este tercer objetivo específico, en el presente capítulo se abordarán los siguientes apartados: en § 7.2, se analizará el efecto de la cavitación sobre la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín, en donde este último será estudiado en dos escenarios diferentes: por un lado, a partir de medir la radiación de las partículas de hollín, y por otro lado, a partir de medir la emisión final de hollín. Concretamente en § 7.2.1 se describirá la metodología, plan de trabajo y procedimiento de ensayo, así como los resultados que se han obtenido a partir de medir la radiación de las partículas de hollín, mientras que en § 7.2.2 se describirá la metodología, así como los resultados que se han alcanzado, a partir de medir la emisión final de hollín. Y, finalmente, en § 7.3, se sintetizan las principales conclusiones obtenidas.

7.2. Análisis del efecto de la cavitación sobre la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín

La caracterización del proceso de formación de hollín se llevará a cabo en dos escenarios diferentes: por un lado, a partir de medir la radiación de las partículas de hollín, y por otro lado, a partir de medir la emisión final de hollín. Seguidamente se describen cada uno de estos dos escenarios.

7.2.1. Caracterización de la longitud de lift-off y la formación de hollín a partir de medir la radiación de las partículas de hollín

7.2.1.1. Metodología, plan de trabajo y procedimiento de ensayo

Metodología

Con el fin de caracterizar la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín, se empleará por un lado, el motor maqueta en la configuración evaporativa y reactiva, el cual ya ha sido descrito en § 4.2.3. Y por otro lado, la técnica óptica *Visualización simultánea de la quimioluminiscencia de los radicales OH y de la radiación de las partículas de hollín*, la cual ya ha sido descrita en § 4.3.2. Para utilizar esta técnica óptica se utilizará la instalación óptica (es decir una cámara lenta intensificada y un estereoscopio, el cual

permite caracterizar simultáneamente la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín) que igualmente ya ha sido descrita en § 4.3.2.

Posteriormente, las imágenes obtenidas tanto de la longitud de lift-off como de la formación de hollín son procesadas con la metodología que ya ha sido explicada en § 4.3.2.

Con respecto al parámetro para caracterizar la concentración de hollín, Monin [1] indica que el factor KL^{20} es un parámetro muy común para definir la concentración de hollín presente en la llama. Pero para tener una mejor medida de la formación de hollín en la llama, Monin propone un parámetro mucho más robusto, denominado SY , el cual se define como la relación entre la fracción másica de combustible transformado en hollín (Y_{soot}) y la fracción másica de combustible no quemado²¹ (Y_{fnq}):

$$SY = \frac{Y_{soot}}{Y_{fnq}} \quad (7.1)$$

Este parámetro SY posteriormente fue retomado por López y otros [2] con el propósito de mejorar la metodología que se sigue para obtener dicho parámetro. Y es precisamente este parámetro SY innovado por estos autores, el que se emplea en la presente tesis doctoral. Los detalles del parámetro SY innovado se describen en el anexo 7.A.

Por último, a modo de complemento, en la figura 7.1 se muestra un esquema del dispositivo que se ha diseñado para facilitar la visualización de la combustión. Dicho dispositivo se coloca en el interior de la cámara de combustión (ver figura 4.9 en el capítulo 4), y tiene como propósito eliminar, en la medida de lo posible, dos de los tres chorros (de ahí que se hayan practicado dos cavidades, tal como puede verse en la figura), de manera que se pueda centrar la visualización en uno de ellos.

Una vez descrita la metodología, a continuación se describe tanto el plan de trabajo como el procedimiento que se seguirá para la realización de las medidas experimentales.

²⁰Este parámetro ya ha sido introducido en § 4.3.2. No obstante, se puede mencionar que éste es proporcional a la concentración de hollín presente en la llama y a la longitud del camino óptico.

²¹Cabe indicar que aquí se considera todo el combustible no quemado, independientemente de su “forma” (es decir combustible original, combustible craqueado u hollín).

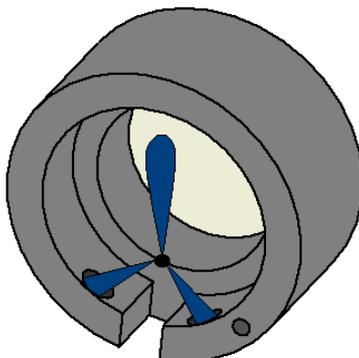


Figura 7.1: Dispositivo que se ha introducido en el interior de la cámara de combustión, con el fin de facilitar la visualización del chorro objeto de estudio.

Plan de trabajo

Las condiciones de funcionamiento que se utilizarán en el motor maqueta para la realización de las medidas de la caracterización de la longitud de lift-off y la formación de hollín, serán las mismas a las que se han utilizado en las medidas de longitud líquida de evaporación (ver en § 6.2.1).

Se realizarán dos familias de medidas (empleando los niveles de $p_{raíl}$: 36, 76 y 146 MPa, es decir los mismos que se han utilizado en los estudios previos): la primera familia consiste en realizar las medidas en el modo de funcionamiento del motor maqueta en circuito abierto (éste ya ha sido descrito en § 4.2.3), es decir, con fracción másica de oxígeno atmosférica. Y la segunda familia consiste en realizar las medidas ahora en el modo de funcionamiento del motor maqueta en circuito cerrado (éste igualmente ya ha sido descrito en § 4.2.3), es decir, con fracción másica de oxígeno variable, con el fin de simular condiciones de EGR.

Procedimiento de ensayo

Con el fin de definir el procedimiento de ensayo, en primera instancia se averiguó el posible ensuciamiento de la ventana de visualización con los productos de la combustión, el cual puede afectar a la medición de la radiación de las partículas de hollín. Esta averiguación se ha hecho a pesar de que, como se indicó en § 4.2.3, las medidas se han realizado con una inyección cada veinte ciclos, con el propósito de evitar (o, al menos, limitar) el posible ensuciamiento de la ventana de visualización. La averiguación del posible ensuciamiento de la ventana de visualización con los productos de la combustión, consistió en

hacer medidas de radiación de partículas de hollín en tres niveles de p_{rail} (36, 76 y 146 MPa), con una de las dos toberas objeto de estudio, y utilizando el modo de funcionamiento del motor maqueta en circuito abierto y cerrado. Adicionalmente cabe mencionar que en cada uno de los niveles de p_{rail} ensayados se grabaron imágenes en todo el rango en el que se varió la fracción másica de oxígeno. Se ha encontrado que los productos de la combustión provocan un ensuciamiento significativo de la ventana de visualización, la cual afecta a la medición de la radiación de las partículas de hollín. Al encontrar que el ensuciamiento de la ventana de visualización es significativo tras bastante tiempo de operación del motor, lo que se ha hecho es definir el período máximo a ensayar entre dos limpiezas de ventanas consecutivas, logrando así definir un procedimiento de ensayo que evita los problemas asociados al ensuciamiento de la ventana de visualización. No obstante en el anexo 7.B se dan más detalles de la metodología que se ha seguido para averiguar el posible ensuciamiento de la ventana de visualización con los productos de la combustión, así como de los resultados que se han obtenido.

Para cada nivel de p_{rail} ensayado en las toberas objeto de estudio, se comenzará en el modo de funcionamiento del motor maqueta en circuito abierto, es decir con fracción de oxígeno atmosférica, grabando 30 imágenes²². Después se pasará al modo de funcionamiento del motor maqueta en circuito cerrado, es decir con fracción másica de oxígeno variable, grabando todas las imágenes que sea posible, en el rango en el que se varía la fracción másica de oxígeno. En cada nivel de p_{rail} ensayado se registrará, entre otros aspectos, la señal instantánea de presión en cilindro y la concentración de oxígeno correspondiente a cada una de las imágenes tomadas²³. Una vez que se termina de ensayar el nivel de p_{rail} , se parará la instalación y se limpiará la ventana de visualización. Aquí, al igual que en el capítulo 6, con el propósito de averiguar el buen funcionamiento del motor maqueta y la cámara lenta intensificada *entre las medidas experimentales de cada tobera*, se seguirá la siguiente metodología: cada vez que se haga un barrido completo de p_{rail} en cada tobera, se repetirá el nivel de p_{rail} con el que se comenzó dicho barrido. Y para averiguar el buen funcionamiento de las instalaciones experimentales, *entre las dos toberas*, se seguirá el siguiente procedimiento: una vez que se hayan realizado los ensayos de las toberas objeto de estudio, se montará nuevamente en el motor la tobera con la que se comenzaron los ensayos, y se repetirá el ensayo con el que se

²²Como ya se ha indicado en § 4.3.2 la foto se tomará justo cuando el pistón se encuentra en el PMS, dado que es aquí en donde las condiciones termodinámicas en cilindro son más estables.

²³Como ya se ha descrito en § 4.2.3 esto se logrará con un analizador de gases (HORIBA) que se conecta al sistema de adquisición de la sala (PUMA).

inició el barrido de p_{rail} . Los resultados encontrados han demostrado el buen funcionamiento del motor maqueta y de la cámara lenta intensificada, entre las medidas de cada tobera y entre toberas. Por consiguiente, se ha concluido que en las medidas experimentales de cada tobera y entre toberas se tenían isocondiciones²⁴, por lo que éstas son comparables. No obstante en el anexo 7.C se proporcionan más detalles acerca del procedimiento que se ha seguido para comprobar el buen funcionamiento del motor maqueta y la cámara lenta intensificada entre medidas de cada tobera y entre toberas, así como de los resultados que se han obtenido.

A continuación se presentan los resultados que se han obtenido al caracterizar la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín.

7.2.1.2. Efecto de la cavitación sobre la LOL

En la figura 7.2 se muestran imágenes de radiación de los radicales OH. En éstas se puede observar que, a pesar de haber utilizado el dispositivo que ha sido descrito en § 7.2.1.1, los chorros no caracterizados no se han podido eliminar convenientemente y, en consecuencia, tal como se puede observar en dicha figura, los chorros no caracterizados (en la parte baja de las imágenes) afectan fuertemente la zona cercana al inyector. La presencia de gases calientes provenientes de los dos chorros no caracterizados no solamente dificulta la determinación de la longitud de lift-off, sino que además afectan a las condiciones locales que existen en la región cercana del inyector, provocando un efecto sobre la ubicación de éste. En esta misma figura se puede observar que el efecto de los chorros no caracterizados sobre el chorro objeto de estudio, es tanto más crítico cuanto mayor es la p_{rail} , puesto que al aumentar ésta se incrementa la cantidad de combustible que se quema en cada chorro. No obstante al ver la imagen correspondiente al nivel de p_{rail} de 36 MPa, en donde al parecer sí que es posible extraer información acerca de la longitud de lift-off, se decidió hacer una selección de las imágenes²⁵ que se han obtenido en cada uno de los niveles de p_{rail} y para cada una de las toberas al emplear el modo de funcionamiento del motor maqueta en circuito abierto, es decir fracción másica de oxígeno atmosférica²⁶.

En la figura 7.3 se representa la evolución de la longitud de lift-off (LOL) en función de la p_{rail} , para la tobera cilíndrica (izquierda), y para la tobera

²⁴Es decir se tenía la misma temperatura y densidad de la carga en el cilindro, así como el mismo comportamiento de la cámara lenta intensificada.

²⁵En las que si se pudiera extraer información acerca de la longitud de lift-off.

²⁶Dado que en estas condiciones se tiene una mejor calidad de las imágenes.

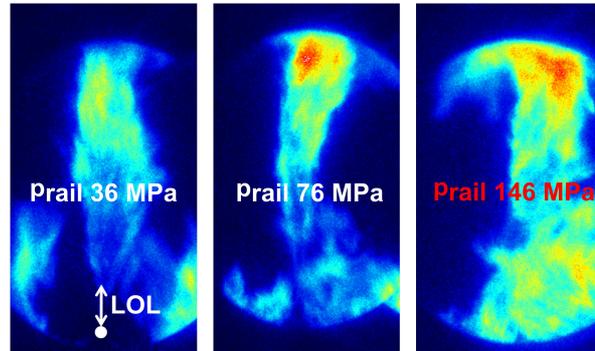


Figura 7.2: Visualización de la longitud de lift-off.

cónica (derecha). Adicionalmente, en esta figura se muestra mediante líneas continuas de color negro el intervalo de confianza, tomando como $\pm\sigma$, siendo σ la desviación tipo. Cabe señalar que cada uno de los casos representados en esta figura corresponden a valores medios que se han obtenido a partir de las imágenes que se han seleccionado en cada uno de los niveles de p_{rail} .

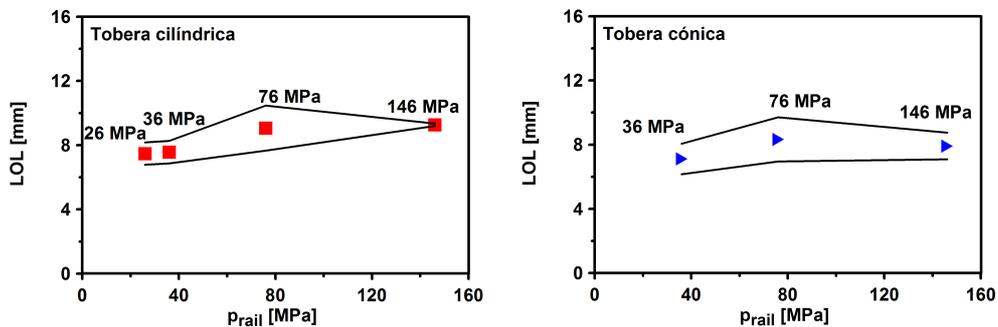


Figura 7.3: Evolución de la longitud de lift-off en función de la p_{rail} . Para la tobera cilíndrica (izquierda). Y para la tobera cónica (derecha).

En la figura 7.3 se puede observar que en las dos toberas objeto de estudio la longitud de lift-off crece con el nivel de p_{rail} , lo cual es coherente con la bibliografía [3, 4].

Teniendo presente la dificultad que se ha tenido para extraer la longitud de lift-off, cabe preguntarse qué tan fiable es dicha medida experimental. Para responder a esta cuestión se averiguará si las medidas experimentales de las dos toberas objeto de estudio cumplen con alguna de las siguientes leyes de escalado de la longitud de lift-off:

- Según Siebers y Higgins la LOL se escala de la siguiente manera (ésta ya ha sido introducida en § 2.3.3):

$$LOL \propto u_{eff}^1 \cdot d_{eff}^{0.34} \cdot \rho_a^{-0.85} \cdot T_a^{-3.74} \cdot YO_2^{-1} \quad (7.2)$$

- Según García la LOL se escala del siguiente modo [5]:

$$LOL \propto u_{eff}^{0.5} \cdot d_{eff}^{0.12} \cdot \rho_a^{-1.38} \cdot T_a^{-3.1} \cdot YO_2^{-1} \quad (7.3)$$

En la figura 7.4 se representa nuevamente la información de la figura 7.3 junto con los valores de la longitud de lift-off que se han obtenido a partir de cada una de las leyes de escalado, los cuales se han referenciado con la longitud de lift-off experimental correspondiente al nivel de p_{rail} de 36 MPa.

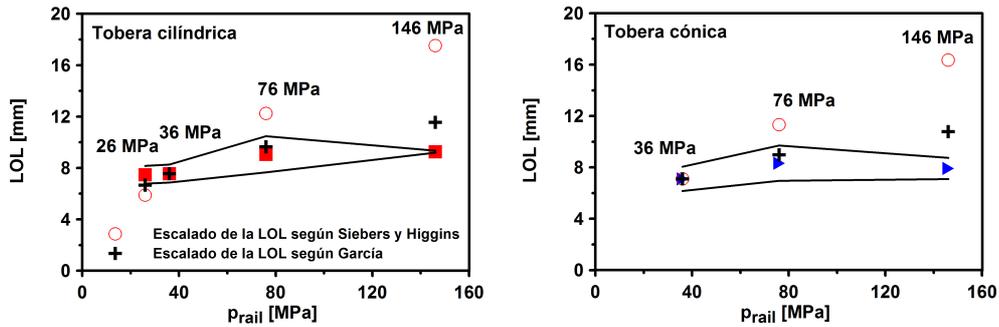


Figura 7.4: Evolución de la longitud de lift-off en función de la p_{rail} . Para la tobera cilíndrica (izquierda). Y para la tobera cónica (derecha).

En la figura 7.4 si se centra la atención en los niveles de p_{rail} de 76 y 146 MPa se puede observar que los valores de la longitud de lift-off experimental de cada una de las toberas objeto de estudio que se han obtenido a partir de las imágenes seleccionadas, no son del todo coherentes con los valores de la longitud de lift-off que se ha obtenido a partir de cada una de las leyes de escalado. Esto puede ser explicado por lo que ya se ha descrito previamente, es decir, porque la presencia de gases calientes provenientes de los dos chorros no caracterizados afectan a las condiciones locales que existen en la región cercana del inyector (que se tienen en el chorro objeto de estudio), provocando un efecto sobre la ubicación de éste. Seguidamente con el fin de averiguar el posible efecto de la cavitación sobre la longitud de lift-off, se eliminará el efecto de los gases calientes provenientes de los dos chorros no caracterizados sobre las condiciones locales del chorro objeto de estudio, a través de asumir la hipótesis de que este efecto de los gases calientes es equivalente en las dos

toberas objeto de estudio. Concretamente esta hipótesis permite averiguar el posible efecto de la cavitación sobre la longitud de lift-off, a través de comparar las dos toberas objeto de estudio. En la figura 7.5 se representan las evoluciones de la longitud de lift-off de la tobera cilíndrica respecto a la longitud de lift-off de la tobera cónica en función de la p_{rail} , las cuales corresponden a las longitudes de lift-off experimentales y a las longitudes de lift-off que se han obtenido a partir de cada una de las leyes de escalado previamente descritas.

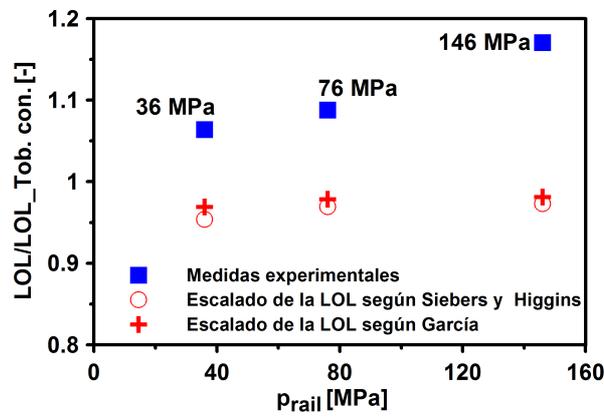


Figura 7.5: Evolución de la LOL en función de la p_{rail} . Los valores han sido normalizados con respecto al caso de la tobera cónica.

De la figura 7.5 se puede observar que los valores de la longitud de lift-off experimental, no guardan una relación con los valores de la longitud de lift-off que se han obtenido a partir de cada una de las leyes de escalado. Esto puede ser explicado porque los resultados experimentales son muy pocos representativos de la población²⁷, o bien porque la cavitación tiene un efecto importante sobre la longitud de lift-off, el cual no está contemplado en las leyes de escalado de la longitud de lift-off que han sido utilizadas. Dado el bajo número de datos y el elevado nivel de incertidumbre de los mismos, esta última hipótesis no va poder ser validada.

Seguidamente se analiza el efecto de la cavitación sobre el proceso de formación de hollín.

²⁷Recordar que solo se han seleccionado las imágenes en donde se era capaz de obtener información de la longitud de lift-off.

7.2.1.3. Efecto de la cavitación sobre el proceso de formación de hollín

A modo de resumen se puede mencionar que en este apartado, en primer lugar, se describirá el procedimiento que se seguirá para el tratamiento del parámetro SY . En segundo lugar, se definirá el modo en que se llevará a cabo el análisis de los resultados, para lo que se relacionará la información de la longitud de lift-off que se ha obtenido a partir de las imágenes seleccionadas en § 7.2.1.2, con la del proceso de formación de hollín. Y en tercer lugar, se analizarán por un lado, las medidas experimentales en las que se conoce la longitud de lift-off, y por otro lado, las medidas experimentales en las que no se conoce dicha longitud.

Tratamiento del parámetro SY

Cabe recordar que en el presente estudio para caracterizar el proceso de formación de hollín, se empleará el parámetro SY , el cual ya ha sido descrito en § 7.2.1.1 y en el anexo 7.A. Este parámetro es función, entre otros, del I_{soot} y el ancho de llama. En la figura 7.6 se muestra la evolución tanto del I_{soot} como del ancho de llama en función de la distancia en el eje del chorro, correspondientes a dos medidas experimentales de la tobera cónica.

A partir de la figura 7.6 se puede observar ambas medidas, presentan un cierto nivel de ruido. Con el propósito de atenuar este ruido, y para posteriormente poder obtener un parámetro SY más robusto, dichas evoluciones se filtrarán, para lo que se utilizarán algunas subrutinas de *Matlab*. Concretamente a dichas evoluciones se les aplicarán tres filtros pasa bajos con una frecuencia espacial de corte de 0.3, 0.5, y 1.0 mm^{-1} . Cabe destacar que estos filtros se han elegido arbitrariamente, si bien más adelante se demostrará que todos ellos conducen a resultados parecidos.

En la figura 7.7 se representa nuevamente la información de la figura 7.6, junto con la evolución del parámetro I_{soot} y la del espesor de llama que se han obtenido al aplicar cada uno de los filtros antes descritos.

De la figura 7.7 se puede observar que al filtrar la evolución del parámetro I_{soot} y del ancho de llama, se ha logrado atenuar el ruido en cada una de las evoluciones.

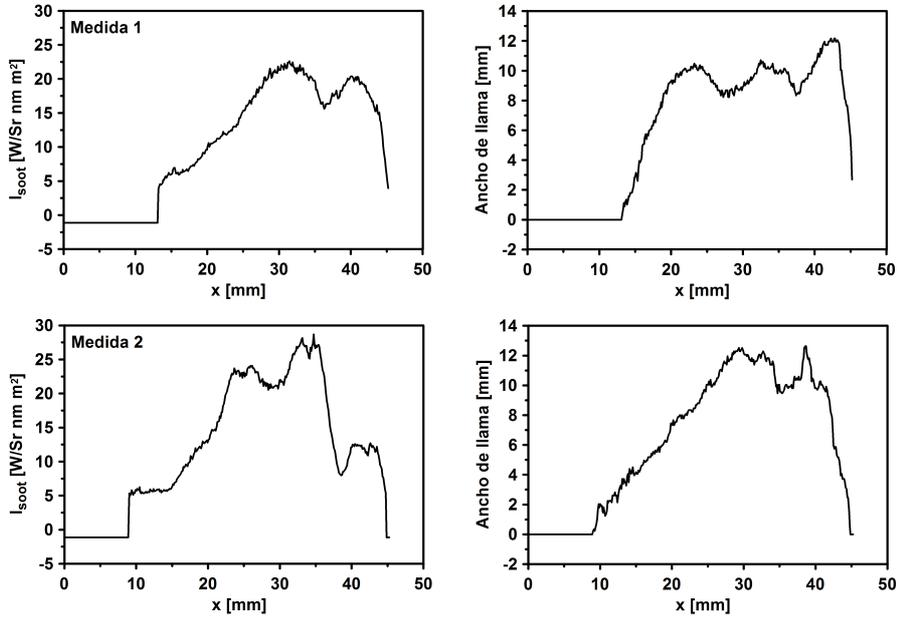


Figura 7.6: Evolución del parámetro I_{soot} (izquierda) y del ancho de llama (derecha) en función de la distancia en el eje del chorro. Para dos imágenes distintas.

Seguidamente, en la figura 7.8 se representan las evoluciones del parámetro SY^{*28} en función de la distancia en el eje del chorro, que se han obtenido a partir de la información de la figura 7.7. Igualmente en esta figura se ilustra, mediante dos líneas verticales discontinuas, la región, a partir de la cual se obtendrá el valor medio del parámetro SY^* , mismo que se utilizará para el análisis.

Como se ha indicado antes (y detallado en el anexo 7.A) el parámetro SY^* solo depende del dosado en la longitud de lift-off, por lo que éste debería de tener un valor aproximadamente constante para cada imagen. A partir de la figura 7.8 se puede observar que esto es cierto en la región central del chorro (la cual corresponde a la región que se ha definido para extraer el valor medio del parámetro SY^*).

A continuación antes de presentar los resultados, se establecerá el modo en que éstos podrán ser analizados.

²⁸Este parámetro corresponde al parámetro SY pero normalizado de tal manera que solo depende del dosado en la longitud de lift-off. Los detalles de esta normalización se describen en el anexo 7.A.

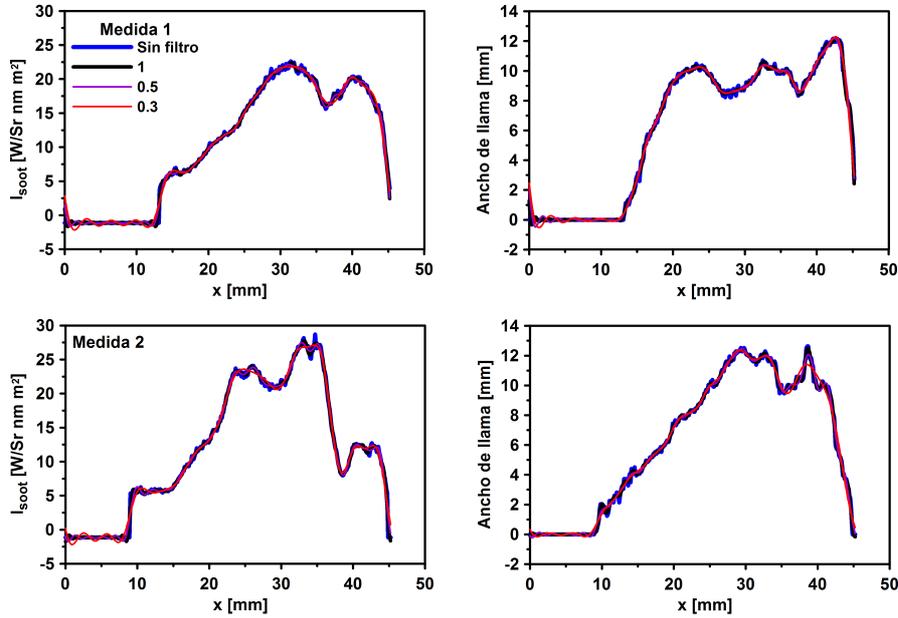


Figura 7.7: Evolución del parámetro I_{soot} (izquierda) y del ancho de llama (derecha) en función de la distancia en el eje del chorro. Para dos imágenes distintas. En todas las evoluciones se ilustra el resultado obtenido sin filtrar, y el obtenido al aplicar cada uno de los filtros.

Definición del modo en el que se analizarán los resultados

Con el propósito de definir el modo en que se analizarán los resultados, en este apartado, en primer lugar, se estudiará el proceso de formación de hollín a partir de las imágenes seleccionadas en § 7.2.1.2 (es decir aquellas en las que se ha podido extraer información de la LOL), pero analizando ahora las imágenes correspondientes a la radiación de las partículas de hollín. Y en segundo lugar, teniendo en cuenta la relación existente entre la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín, se relacionará la información de la longitud de lift-off con la del proceso de formación de hollín.

En la figura 7.9 se representa la evolución del parámetro SY^{*29} en función de la p_{rail} , para la tobera cilíndrica (izquierda), y para la tobera cónica (derecha). Adicionalmente, en esta figura se ilustra mediante líneas continuas de color negro el intervalo de confianza, tomando éste como $\pm\sigma$, siendo σ la desviación tipo.

²⁹Que se ha obtenido al aplicar cada uno de los diferentes filtros, así como el que se ha obtenido al no aplicar ningún filtro.

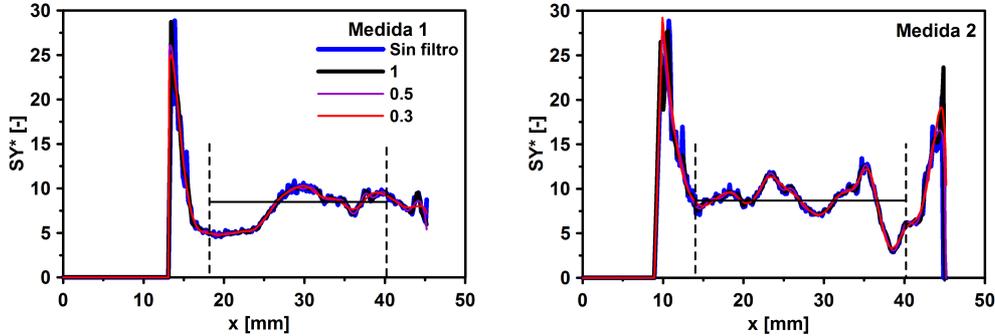


Figura 7.8: Evolución del parámetro SY^* en función de la distancia en el eje del chorro. Para dos imágenes distintas.

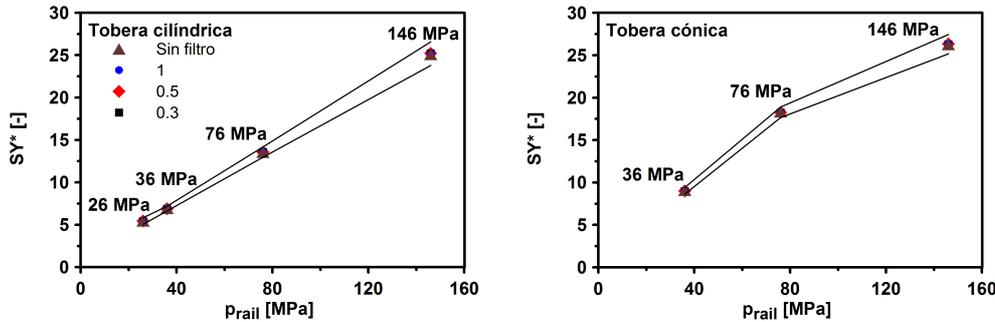


Figura 7.9: Evolución del parámetro SY^* en función de la p_{rail} . Para la tobera cilíndrica (izquierda), y para la tobera cónica (derecha).

De la figura 7.9, se puede observar que en las dos toberas objeto de estudio, por un lado, que el parámetro SY^* que se ha obtenido con cada uno de los filtros, así como el obtenido al no aplicar ningún filtro, es muy similar. Y por otro lado, que conforme aumenta el nivel de p_{rail} la formación de hollín incrementa. Si ahora se relaciona esta información de la formación de hollín con la de la longitud de lift-off (la cual ya ha sido presentada en § 7.2.1.2), se puede observar que conforme aumenta la longitud de lift-off con el nivel de p_{rail} la formación de hollín incrementa. Esto es inconsistente con lo que dice la literatura³⁰. Esta inconsistencia puede ser explicada por un efecto de los gases calientes provenientes de los dos chorros no caracterizados sobre las condiciones locales en la región cercana del inyector (que se tienen en el chorro

³⁰Ésta indica que un aumento del nivel de p_{rail} se refleja en un incremento de la longitud de lift-off, lo cual lleva a una reducción del dosado en la longitud de lift-off, y, por tanto a una reducción de la formación de hollín [3, 4].

objeto de estudio), en donde estas últimas influyen tanto en la ubicación de la longitud de lift-off, como en el dosado en dicha longitud. Este efecto como ya se ha visto en § 7.2.1.2, es más importante conforme aumenta el nivel de p_{rail} .

A modo de resumen de los resultados antes presentados, se puede destacar en primer lugar, que el parámetro SY^* que se ha obtenido en cada uno de los filtros, así como el obtenido al no aplicar ningún filtro, es muy similar. No obstante, para darle mayor fiabilidad al análisis de resultados que se presentará más adelante, se tendrán en cuenta los diferentes parámetros SY^* obtenidos con los diferentes filtros. Y en segundo lugar, que no tiene ningún sentido analizar individualmente las toberas objeto de estudio, debido a que las condiciones en el lift-off tienen un componente parásito que dificulta o impide la correcta interpretación de los resultados. Aquí al igual que en el análisis de los resultados de la longitud de lift-off, se asumirá que el efecto de los gases calientes provenientes de los dos chorros no caracterizados sobre las condiciones locales en la región cercana del inyector (que se tienen en el chorro objeto de estudio), es similar entre los niveles de p_{rail} de las dos toberas objeto de estudio, de esta manera los resultados podrán ser analizados a través de comparar las dos toberas en un mismo nivel de p_{rail} .

Seguidamente se pasa al análisis de los resultados.

Análisis de resultados

Se analizarán en primer lugar, las medidas experimentales en las que se conoce la longitud de lift-off, y en segundo lugar, las medidas experimentales en las que no se conoce la longitud de lift-off.

Medidas experimentales en las que se conoce la longitud de lift-off

Antes de presentar los resultados cabe recordar que el parámetro de mayor influencia sobre el proceso de formación de hollín, es el F_{rLOL} , cuya dependencia funcional es la siguiente [2]:

$$F_{rLOL} \propto \frac{L_{llama}}{LOL} \quad (7.4)$$

donde la L_{llama} es la longitud de llama, y su dependencia funcional es la siguiente [6]:

$$L_{llama} \propto \left[\left(\frac{m_a}{m_f} \right)_{st} \cdot \frac{0.23}{YO_2} \right] \cdot d_{eff} \cdot \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_f}} \quad (7.5)$$

donde $(m_a/m_f)_{st}$ es la relación estequiométrica entre el aire y el combustible, YO_2 , es la fracción másica de oxígeno, d_{eff} es el diámetro efectivo, y finalmente ρ_a y ρ_f , es la densidad del aire y combustible, respectivamente.

Teniendo en cuenta los términos que son constantes en la ecuación 7.5, ésta se puede simplificar de la siguiente manera:

$$L_{llama} \propto YO_2^{-1} \cdot d_{eff} \quad (7.6)$$

Al evaluar la ecuación 7.6 en la ecuación 7.4 queda lo siguiente:

$$F_{rLOL} \propto \frac{YO_2^{-1} \cdot d_{eff}}{LOL} \quad (7.7)$$

Teniendo presente que los ensayos (correspondientes a las imágenes que se han seleccionado) se han realizado a una fracción másica de oxígeno constante, la ecuación 7.7, queda de la siguiente manera:

$$F_{rLOL} \propto \frac{d_{eff}}{LOL} \quad (7.8)$$

En la figura 7.10 se representa la evolución del parámetro SY^* de la tobera cilíndrica respecto al parámetro SY^* de la tobera cónica en función del F_{rLOL} ³¹ de la tobera cilíndrica respecto al de la tobera cónica para los tres niveles de p_{rail} estudiados (es decir 36, 76 y 146 MPa).

A partir de la figura 7.10 se pueden destacar dos aspectos: por un lado, si se comparan los resultados de la tobera cónica con los de la tobera cilíndrica, se puede observar que esta última posee menos formación de hollín. Y por otro lado, si se centra la atención en los resultados de la tobera cilíndrica se puede observar que conforme aumenta la intensidad de cavitación (la cual está asociada con el nivel de p_{rail}) la formación de hollín aumenta. Esta última constatación experimental va en el sentido contrario de los resultados presentados en el capítulo 6, es decir en éste se ha encontrado que la cavitación se refleja en un mejor proceso de mezcla, por lo que se esperaría que este mejor proceso lleve a una menor formación de hollín. Esta inconsistencia en los resultados puede ser explicada, sencillamente, por que se han utilizado muy pocos casos para la obtención de estos resultados³².

³¹El cual es proporcional a lo descrito en la ecuación 7.8. Cabe destacar que para obtener esta proporcionalidad del F_{rLOL} , se han utilizado los valores de la longitud de lift-off que se han obtenido a partir de las imágenes seleccionadas.

³²Recordar que para cada una de las toberas y niveles de p_{rail} estudiados, se han seleccionado las imágenes en donde se era capaz de obtener información de la longitud de lift-off.

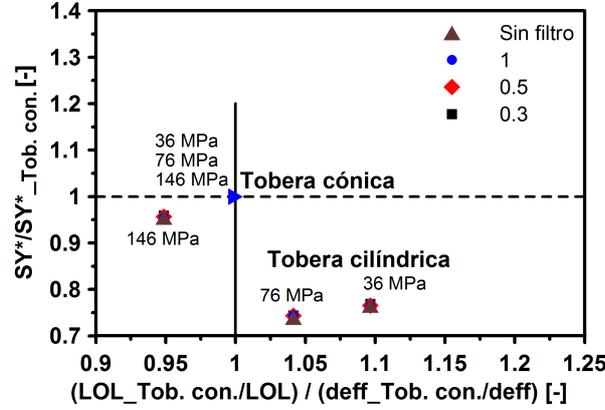


Figura 7.10: Evolución del parámetro SY^* en función del F_{rLOL} . Los valores han sido normalizados con respecto al caso de la tobera cónica.

A continuación con el fin de subsanar esta inconsistencia en los resultados, se aumentará la población de los casos a analizar. Para ello ahora se tendrán en cuenta las medidas experimentales en las que no se conoce la longitud de lift-off, las cuales corresponden a la gran mayoría (por no decir que a todas) de las que se han realizado.

En la figura 7.11 se ilustra cómo varían algunas medidas experimentales con la YO_2 , a la derecha de esta figura corresponden a medidas experimentales de la tobera cilíndrica y para un nivel de p_{rail} de 36 MPa, mientras que a la izquierda de la misma corresponden a medidas experimentales de la tobera cónica igualmente para un nivel de p_{rail} de 36 MPa. Para estos casos específicos las señales tanto de la I_{soot} como del ancho de llama se han filtrado con una frecuencia de corte de 0.5 mm^{-1} .

En la figura 7.11 se puede apreciar que en ambas toberas las medidas experimentales presentan una dispersión importante, la cual dificulta el análisis de los resultados. Con el fin de subsanar este problema se ha preferido analizar los resultados de manera global, es decir se sintetizará toda la información de cada tobera y nivel de p_{rail} en un único parámetro. Para ello se efectuará una regresión a una curva exponencial (ver figura 7.11) del siguiente tipo:

$$SY^* = A \cdot \exp(B \cdot YO_2) \quad (7.9)$$

En primer lugar se efectuará el ajuste de manera libre³³. En segundo lugar, con el propósito de obtener ajustes comparables entre sí, se buscará el B

³³Para efectuar la regresión, se linealizará aplicando logaritmos a un lado y otro de la expresión: $\ln(SY^*) = \ln A + B \cdot YO_2$.

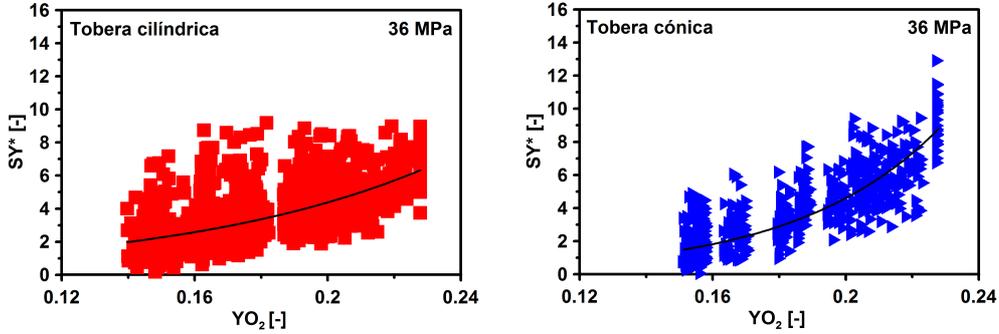


Figura 7.11: Evolución del parámetro SY^* en función de la fracción másica de oxígeno. Para la tobera cilíndrica (izquierda). Y para la tobera cónica (derecha). Las curvas de ajuste que aparecen en ambas evoluciones se explicarán cuando se interpreten los resultados de esta figura.

promedio de todos los casos (todas las toberas y los diferentes niveles de p_{rail}), y posteriormente se impondrá ese valor de B en el ajuste. El valor de A que se obtendrá en este caso ya es comparable entre todos los casos. Y es precisamente esta A la que se utilizará para el análisis de los resultados.

Medidas experimentales en las que no se conoce la longitud de lift-off

Con el propósito de poder analizar estas medidas experimentales, la longitud de lift-off se determinará a través de aplicar la siguiente ley de escalado para dicha longitud, la cual ya ha sido introducida en § 7.2.1.2:

$$LOL = K \cdot d_{eff}^{0.34} \cdot (\sqrt{\Delta p} \cdot C_v) \cdot \rho_a^{-0.85} \cdot T_a^{-3.74} \cdot YO_2^{-1} \quad (7.10)$$

donde d_{eff} es el diámetro efectivo, C_v es el coeficiente de velocidad, ρ_a y T_a es la densidad y temperatura del aire, respectivamente, y finalmente YO_2 es la fracción másica de oxígeno.

Combinando las ecuaciones 7.7 y 7.10, y teniendo en cuenta que, por un lado, las medidas experimentales tanto de la tobera cónica como de la tobera cilíndrica se han realizado a iso-condiciones (temperatura y densidad del aire) en cilindro y que, por otro lado, el análisis de los resultados se realizará a través de comparar iso-niveles de p_{rail} de las dos toberas objeto de estudio, se encuentra que el F_{rLOL} se escala del siguiente modo:

$$F_{rLOL} \propto \frac{d_{eff}^{0.66}}{C_v} \quad (7.11)$$

En la figura 7.12 se muestra la evolución del parámetro SY^{*34} de la tobera cilíndrica respecto al parámetro SY^* de la tobera cónica en función del F_{rLOL}^{35} de la tobera cilíndrica respecto al de la tobera cónica para los tres niveles de $p_{raíl}$ estudiados (36, 76 y 146 MPa), y para los diferentes niveles de filtrado de las señales.

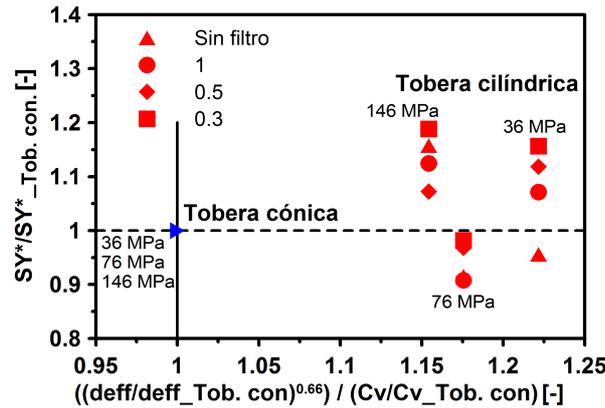


Figura 7.12: Evolución del parámetro SY^* en función del F_{rLOL} . Los valores han sido normalizados con respecto al caso de la tobera cónica.

De la figura 7.12 si se comparan en promedio los resultados de la tobera cilíndrica con los de la tobera cónica, se puede observar que la tobera cilíndrica produce más formación de hollín. Pero con el fin de poder interpretar mejor estos resultados se ha decidido estudiar una tobera adicional que permita obtener información en la zona existente entre los resultados de la tobera cilíndrica y los de la tobera cónica. Para ello la tobera adicional corresponde igualmente a una tobera de tres orificios y de geometría cilíndrica pero ahora ésta tiene un cierto nivel de hidro-erosión, lo que la hace tener un nivel de intensidad de cavitación menor al que se tiene en la otra tobera de geometría cilíndrica.

Cabe señalar que la metodología tanto de los ensayos como del tratamiento de los mismos que se ha empleado en la tobera cilíndrica con hidro-erosión ha sido la misma que se ha utilizado en las otras dos toberas objeto de estudio.

En la figura 7.13 se ilustran los resultados que se han obtenido con la tobera cilíndrica con hidro-erosión representados con símbolos sin rellenar de color rojo junto con los resultados de las otras dos toberas objeto de estudio.

³⁴Este parámetro se ha obtenido al aplicar la metodología que se ha descrito en § 7.2.1.3.

³⁵El cual es proporcional a lo descrito en la ecuación 7.11.

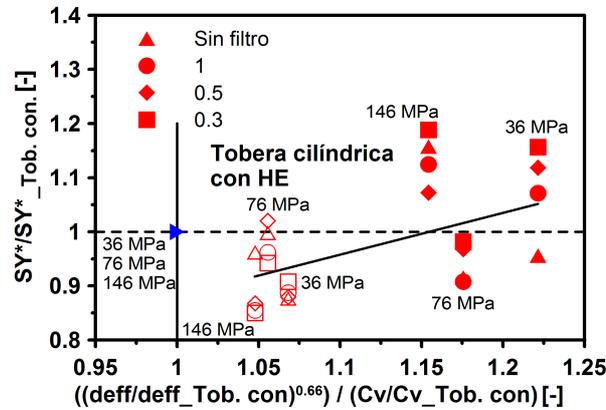


Figura 7.13: Evolución del parámetro SY^* en función del F_{rLOL} . Los valores han sido normalizados con respecto al caso de la tobera cónica.

Si en la figura 7.13 se analizan en detalle los resultados obtenidos para cada nivel de filtrado, se pueden observar ciertas inconsistencias³⁶. Como consecuencia se ha preferido analizar la tendencia global que se ha formado a partir de todos los resultados en su conjunto (ver línea negra de la figura 7.13). Si se observa esta tendencia global, parece ser que conforme aumenta la intensidad de cavitación (la cual está asociada con un aumento en el nivel de p_{rail}) la formación de hollín se reduce. Esta constatación experimental puede ser explicada, por un lado, porque una reducción del diámetro efectivo (consecuencia de la cavitación) se refleja directamente en una reducción del F_{rLOL} , y este último en una reducción en la formación de hollín. Y por otro lado, porque un aumento del coeficiente de velocidad (consecuencia de la cavitación) se refleja en un incremento de la LOL , y este último en una reducción del F_{rLOL} , el cual lleva a una reducción en la formación de hollín.

De forma complementaria, si se observan en conjunto los resultados de las dos toberas cilíndricas y los de la tobera cónica, se puede ver que no existe una conexión entre los resultados de las toberas cilíndricas y tobera cónica, dado que la tendencia global marcada no pasa por el punto 1,1 (que es donde se encuentran los resultados de la tobera cónica). Esto pone de manifiesto que debe existir un efecto adicional, consecuencia de la cavitación, sobre el F_{rLOL} , que no se ha tenido en cuenta en la ecuación 7.11. Una posible explicación sobre cuál es ese efecto adicional se puede encontrar observando la figura 7.5 en la

³⁶Por ejemplo si se centra la atención en los resultados de la tobera cilíndrica, concretamente en los niveles de p_{rail} de 146 y 76 MPa, se puede ver que en el nivel de p_{rail} de 146 MPa se tiene más formación de hollín, en comparación al que se tiene en el nivel de p_{rail} de 76 MPa, lo cual es inconsistente.

que se comparaba la LOL de la tobera cilíndrica y la de la tobera cónica con dos leyes de escalado de la LOL. En ésta se puede observar que la longitud del lift-off de la tobera cilíndrica es más grande de lo que cabría esperar³⁷. Concretamente esa mayor LOL se reflejará en una reducción en el F_{rLOL} que conducirá a una menor formación de hollín, tal y como se observa en los resultados experimentales. La pregunta que surge a continuación es por qué la cavitación provoca un incremento (adicional) en la longitud de lift-off. De acuerdo con la literatura [5] la longitud de lift-off se establece en una posición en la que la velocidad de propagación del frente de llama se compensa con la tendencia al apagado de llama provocada por la disipación de calor, estando esta última muy relacionada al nivel de turbulencia. Dado que, la cavitación provoca un incremento de la energía cinética turbulenta [7–9], ésta provocaría una estabilización de la longitud de lift-off a más distancia de la tobera, lo que permitiría explicar la anterior constatación experimental. No obstante sería necesario efectuar nuevos estudios para confirmar y validar esta hipótesis.

Seguidamente se caracteriza el proceso de formación de hollín a partir de medir la emisión final de hollín.

7.2.2. Caracterización del proceso de formación de hollín a partir de medir la emisión final de hollín

Para realizar esta caracterización se van a retomar los ensayos ya descritos en el capítulo 6 en el que se estudió la *Influencia de la cavitación sobre el proceso de mezcla, a través de la fracción de calor liberado*, a partir de los cuales se analizará ahora la información correspondiente a la emisión final de hollín. Cabe recordar que esta última es un balance entre el proceso de formación y el de oxidación de hollín.

Con el fin de definir la metodología que se seguirá para analizar los resultados, se describe a continuación un modelo conceptual de la combustión de un chorro diesel no estacionario, el cual fue propuesto por García [10], para averiguar qué sucede cuando se alcanza el final del proceso de inyección, momento en el cual el modelo de Dec deja de ser aplicable. En donde el modelo antes citado ya ha sido descrito en § 2.3. No obstante en la figura 7.14 se ilustra un esquema de dicho modelo conceptual.

³⁷Debido al escaso número de imágenes disponibles para extraer estos resultados, únicamente se hará uso de este resultado de manera cualitativa.

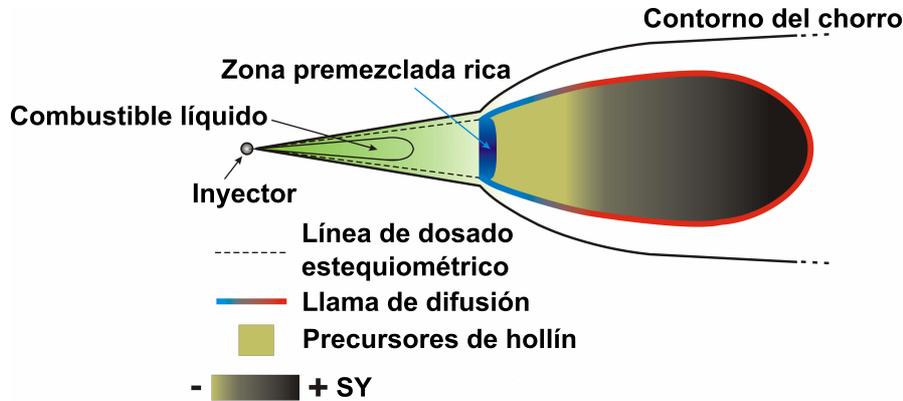


Figura 7.14: Esquema de la estructura de la llama Diesel durante la parte cuasi-estacionaria de la fase de combustión por difusión (adaptado de Dec [11]).

Modelo conceptual de la combustión de un chorro diesel no estacionario

En la figura 7.15 se muestra un esquema del modelo conceptual de la combustión pero ahora para un chorro diesel no estacionario.

Cuando se alcanza el final del proceso de inyección (EoI), los principales acontecimientos que se piensa que pueden tener lugar para una combustión por difusión convencional son:

- Tras el EoI el chorro cerca del inyector (y consecuentemente aguas arriba de la longitud de lift-off) comienza a desaparecer (por simplificación en el esquema se ha representado como si hubiese desaparecido completamente). Esto implica que poco a poco la combustión premezclada rica deja de existir y que por consiguiente no se va a dar más formación de precursores de hollín a partir de este momento.
- Trascurrido un tiempo, cerca del final del proceso de combustión (EoC), la llama de difusión se desintegra y su temperatura se reduce (el ciclo se encuentra en el proceso de expansión). Esta circunstancia provoca una drástica reducción en la eficiencia del proceso de oxidación.
- De acuerdo con Dec, para una partícula de hollín dada, existe una diferencia temporal entre su formación y su oxidación, ya que ambos procesos tienen lugar en ubicaciones diferentes. Por esta razón, a pesar de que al llegar al EoI prácticamente no se da formación de hollín adicional (*no*

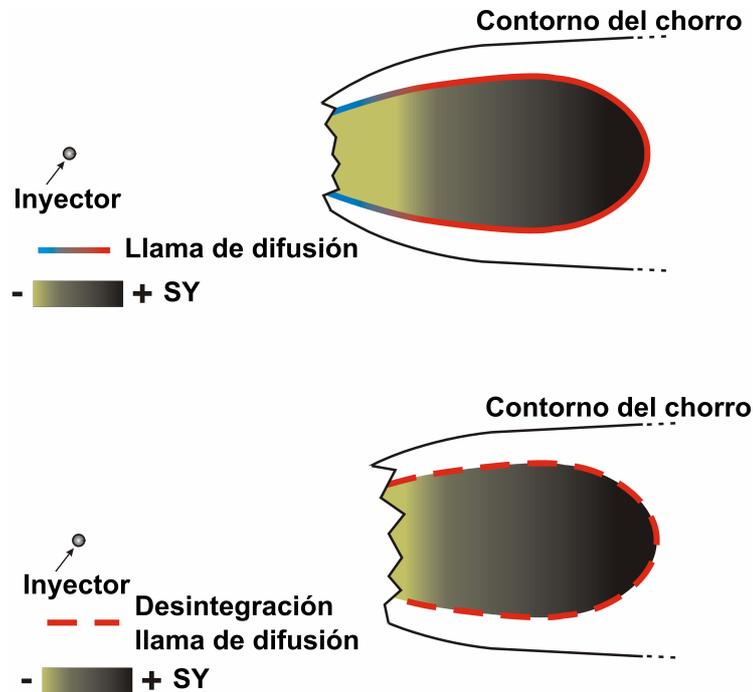


Figura 7.15: Esquema conceptual de la combustión de un chorro diesel después del final de inyección. **Arriba.**- El *EoI* acaba de tener lugar. Como simplificación en el esquema la parte del chorro correspondiente a aguas arriba de la longitud de *lift-off* ha desaparecido. **Abajo.**- El chorro se encuentra cerca del final de la combustión (*EoC*). El frente de llama comienza a desintegrarse (adaptado de García [10]).

existe combustión premezclada rica adicional por dejar de aportar combustible) se puede decir que existe un cierto “stock” de hollín formado anteriormente que permanece en el interior de la llama de difusión y que no ha sido oxidado todavía. Una parte de esta cantidad de hollín “almacenada” en el interior de la llama se escapa y sobrevive al proceso de oxidación durante la etapa final del proceso de combustión en el que la eficiencia del citado proceso de oxidación decrece progresivamente al avanzar en la expansión del ciclo motor, resultando en la emisión final que se recoge en el escape.

A modo de resumen de la descripción del modelo conceptual de la combustión de un chorro diesel no estacionario, se puede indicar que la emisión final de hollín se basa en el balance entre el proceso de formación y el de oxidación de hollín al final del proceso de combustión.

Seguidamente se describe la metodología que se seguirá para analizar los resultados.

7.2.2.1. Metodología para el análisis de los resultados

La metodología consiste en establecer un criterio que permita asegurar un proceso de oxidación equivalente en los casos a comparar de las dos toberas objeto de estudio, para así de esta manera comprobar qué ocurre con el proceso de formación de hollín. Para ello se tomará como base el trabajo de Molina [12], en éste se propone la $T_{q.75\%}$ como representativa de la temperatura de oxidación al final del proceso de combustión cuando se ha quemado el 75 % de la masa de combustible. En el presente estudio, como se comparan casos con idéntica masa inyectada, y con las mismas condiciones de motor en arrastre, el criterio propuesto por Molina se hace equivalente a buscar casos con un mismo CA75 (es decir, una misma ubicación del punto en el que se ha quemado el 75 % de la masa de combustible). Por tanto, en dos casos con idéntico CA75 se podrá asegurar que el proceso de oxidación será equivalente, permitiendo comprobar qué ocurre con el proceso de formación. De lo contrario al comparar dos casos con diferentes CA75, no será posible averiguar que ocurre con el proceso de formación, dado que en estos casos no se tendrá un proceso de oxidación equivalente. Con el propósito de ejemplificar lo previamente descrito, en la figura 7.16 se ilustra el comportamiento de los humos en función del CA75, para diferentes avances de inyección de la tobera cilíndrica y cónica, correspondientes a un nivel de p_{rail} de 76 MPa. En esta figura se señalan de manera ilustrativa, por un lado, dos casos con idéntico CA75, y por otro lado, dos casos con diferentes CA75, a partir de los cuales se pone de manifiesto que dependiendo cual sea el criterio de comparación el resultado sobre el proceso de formación de hollín puede invertirse, de aquí la importancia de definir un criterio de comparación adecuado.

7.2.2.2. Efecto de la cavitación sobre el proceso de formación de hollín

En la figura 7.17 se representa el parámetro $I_{Hollín}$ ³⁸ correspondiente a cada uno de los avances de inyección de los tres niveles de p_{rail} (36, 76 y 146 MPa) y toberas estudiadas, en función del CA75. Asimismo, en esta figura se puede ver que los valores de $I_{Hollín}$ se han ajustado a través de una

³⁸Éste ya ha sido introducido en § 4.2.4. No obstante, cabe mencionar que éste es un parámetro que caracteriza la emisión final de hollín y sus unidades son $g_{hollín}/kg_{comb}$.

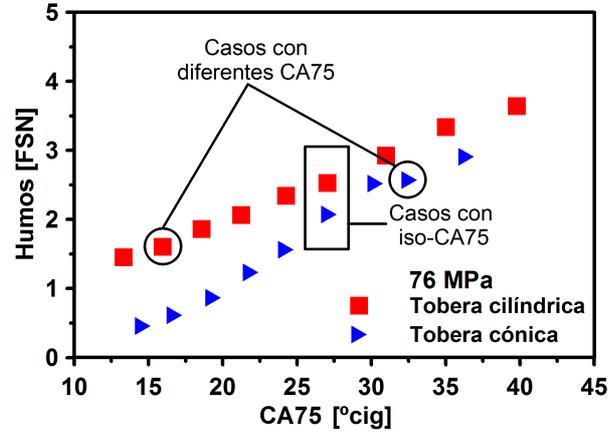


Figura 7.16: Comportamiento de los humos en función del CA75. Para diferentes avances de inyección de la tobera cilíndrica y cónica, correspondientes a un nivel de p_{rail} de 76 MPa.

curva de ajuste. Este ajuste se ha hecho hasta donde ambas toberas presentan un comportamiento similar. Cabe remarcar que este ajuste se ha realizado por dos motivos³⁹: por un lado, para filtrar los posibles errores experimentales, y por otro lado, para poder interpolar o extrapolar ligeramente a otros valores de CA75 no disponibles. Finalmente, en esta figura se representa, a través de una sombra de color gris, el rango en el que se analizarán los resultados. Cabe recordar que en el nivel de p_{rail} de 36 MPa ensayado en la tobera cilíndrica se ha inyectado una masa de combustible diferente a la que se ha inyectado en los niveles de p_{rail} de 76 y 146 MPa (esto ya ha sido descrito en § 6.2.2.1). Por tanto, este nivel de p_{rail} de 36 MPa será analizado con precaución.

En la figura 7.18 se representa el $I_{Hollín}$ de la tobera cilíndrica respecto al $I_{Hollín}$ de la tobera cónica en función del F_{rLOL} (tal como se definió en la ecuación 7.11) de la tobera cilíndrica respecto al de la cónica para distintos casos a iso-CA75 (concretamente CA75=12, CA75=14, CA75=16 y CA75=20, ángulos que cubren el rango que se ha señalado en la figura 7.17). Cabe mencionar que esta manera de analizar los resultados se ha realizado por consistencia con lo que se ha hecho en § 7.2.1.3, donde se caracterizó el proceso de formación de hollín a partir de medir la radiación de las partículas de hollín.

Teniendo presente la complejidad que conlleva interpretar los resultados de la emisión final de hollín (dado que, como se comentó en § 2.3.3, ésta es un balance entre el proceso de formación y el de oxidación de hollín) se pueden

³⁹Similares a los ya presentados en § 6.2.2, cuando se caracterizó el proceso de mezcla, a través de la fracción de calor liberado.

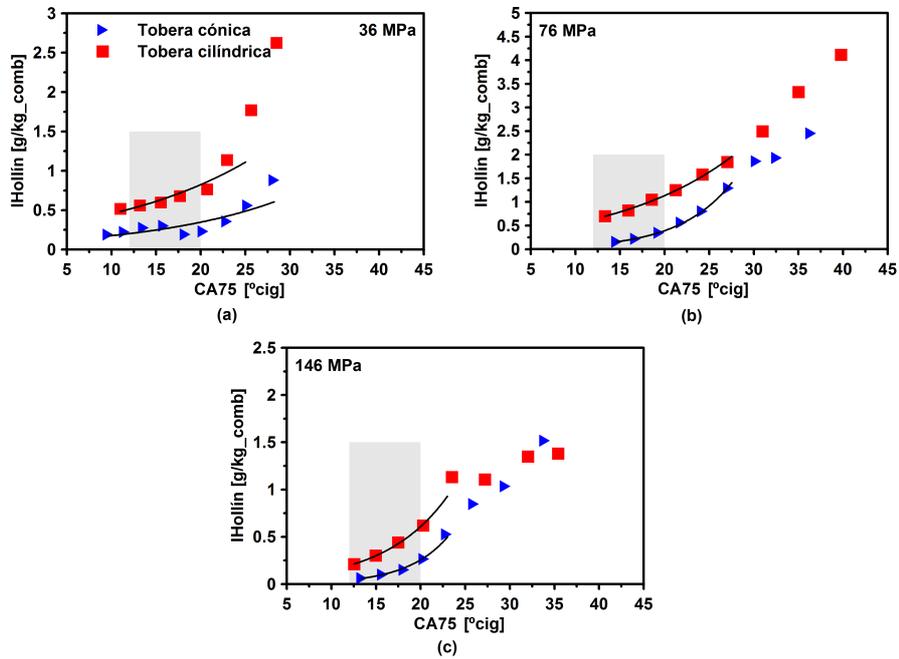


Figura 7.17: Evolución del parámetro I_{Hollin} en función del CA75. Para los diferentes avances de inyección de la tobera cónica y cilíndrica, y para los niveles de p_{rail} de 36, 76, y 146 MPa.

hacer los siguientes comentarios acerca de los resultados presentados en la figura 7.18: si se centra la atención en el comportamiento del I_{Hollin} en las dos toberas e individualmente en cada uno de los niveles de p_{rail} estudiados (36, 76 y 146 MPa), se puede observar que la tobera cilíndrica produce más formación de hollín en comparación al que se produce en la tobera cónica. Y si ahora se centra la atención en los niveles de p_{rail} de 76 y 146 MPa (en los que se ha inyectado la misma masa de combustible) se puede observar que conforme aumenta la intensidad de cavitación (la cual está asociada con el nivel de p_{rail}) se reduce la formación de hollín. Estas conclusiones son coherentes con las que se han obtenido al estudiar el proceso de formación de hollín, a partir de medir la radiación de las partículas de hollín, con lo que se le da fiabilidad a los resultados que se han obtenido en el estudio antes citado.

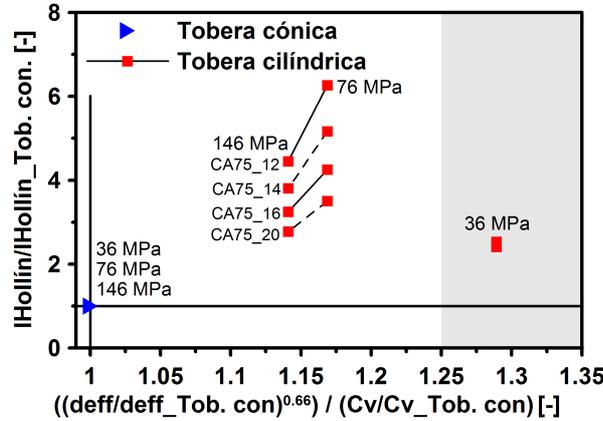


Figura 7.18: Evolución del parámetro I_{Hollin} en función del $F_{T,LOL}$. Los valores han sido normalizados con respecto al caso de la tobera cónica.

7.3. Conclusiones globales

En el capítulo que ahora se concluye se ha profundizado en el conocimiento de la influencia de la cavitación sobre la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín, y ello a través de la caracterización experimental de la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín, en donde este último ha sido estudiado en dos escenarios diferentes: por un lado, a partir de medir la radiación de las partículas de hollín, y por otro lado a partir de medir la emisión final de hollín. Seguidamente se sintetizan las conclusiones extraídas a partir de cada uno de los estudios realizados.

Formación de hollín a partir de medir la radiación de las partículas de hollín

En lo que a la longitud de lift-off se refiere, se puede indicar que ésta se ha intentado estudiar a partir de algunas imágenes seleccionadas. Para averiguar la fiabilidad de esta longitud, se ha comparado con la que se ha obtenido a partir de aplicar algunas leyes de escalado de dicha longitud procedentes de la bibliografía, encontrando que la longitud de lift-off obtenida experimentalmente no coincidía con las predichas por dichas leyes de escalado. Con el fin de explicar esta inconsistencia se han planteado dos hipótesis: por un lado, porque los resultados experimentales son muy poco representativos de la población, y por otro lado, porque la cavitación tiene un efecto (adicional) sobre la longitud de lift-off, el cual no está contemplado en las leyes de escalado.

Aunque esta hipótesis no pudo ser validada, debido al bajo número de datos y al elevado nivel de incertidumbre de los mismos, como se verá a continuación los resultados sobre formación de hollín parecen apoyar la suposición de que la cavitación provoca un efecto adicional de la longitud de lift-off, el cual puede ser debido por el incremento de la energía cinética turbulenta del flujo, el cual se refleja en una estabilización de la longitud de lift-off a más distancia de la sección de salida del orificio de la tobera.

En cuanto al proceso de formación de hollín se refiere, se pueden destacar los siguientes aspectos:

- Al comparar en promedio los resultados de la tobera cilíndrica con los de la tobera cónica, se ha encontrado que la tobera cilíndrica produce más formación de hollín.
- Al analizar la tendencia formada a partir de los resultados de las dos toberas cilíndricas, se ha encontrado que conforme aumenta la intensidad de cavitación la formación de hollín se reduce. La explicación de esto es que la reducción del diámetro efectivo y el incremento del coeficiente de velocidad (consecuencias de la cavitación) se reflejan en una reducción del F_{rLOL} , el cual conlleva una reducción de la formación de hollín.
- Al analizar en conjunto los resultados de las dos toberas cilíndricas y los de la tobera cónica, se ha observado que no existe una conexión entre los resultados de las toberas cilíndricas y tobera cónica, lo cual ha puesto de manifiesto que existe un efecto adicional sobre el F_{rLOL} , consecuencia de la cavitación. Como ya se ha descrito previamente, este efecto adicional, puede ser explicado por el efecto del incremento de la energía cinética turbulenta del flujo que provoca la cavitación, en la estabilización de la longitud de lift-off.

Formación de hollín a partir de medir la emisión final de hollín

- Al relacionar el proceso de formación de hollín de la tobera cónica con el de la tobera cilíndrica, se ha observado que esta última produce más formación de hollín.
- Al analizar los resultados de la tobera cilíndrica en los que se ha inyectado la misma masa de combustible, se ha encontrado que conforme aumenta la intensidad de cavitación la formación de hollín se reduce.

Estas conclusiones son coherentes con las que se ha obtenido al *estudiar el proceso de formación de hollín, a partir de medir la radiación de las partículas*

de hollín, con lo que se le da fiabilidad a los resultados que se han obtenido en este último estudio.

7.A. Anexo: Parámetro SY

En el presente anexo se describirá el procedimiento que se seguirá para la obtención del parámetro SY, el cual fue propuesto por López y otros [2].

Como ya se indicó en § 7.2.1.1 el parámetro SY se define como la relación entre la fracción másica de combustible transformada en hollín (Y_{soot}) y la fracción másica de combustible no quemado (Y_{fnq}):

$$SY = \frac{Y_{soot}}{Y_{fnq}} \quad (7.12)$$

A continuación se describe el cómo se determinará cada una de estas concentraciones.

En lo que a fracción másica de combustible no quemado se refiere, ésta está relacionada con la fracción de mezcla a través de la relación de estado [5]:

$$Y_{fnq} = Z \cdot \left(1 - \frac{1}{F_r}\right) \quad (7.13)$$

donde Z es la fracción de mezcla y F_r es el dosado relativo. El dosado relativo se puede expresar en función de la fracción de mezcla, tal como sigue:

$$F_r = \frac{Z}{1-Z} \cdot \frac{1-Z_{st}}{Z_{st}} \quad (7.14)$$

donde Z_{st} es la fracción de mezcla estequiométrica, que se define del siguiente modo:

$$Z_{st} = \left(1 + \frac{3.335}{YO_2}\right)^{-1} \quad (7.15)$$

Z depende de x y de r . En una sección determinada (x constante), se puede expresar en función del valor de Z en el eje y del perfil gaussiano. El valor en el eje se puede determinar como sigue:

$$Z(x, 0) = Z_{st} \cdot \frac{L_{llama}}{x} = \frac{L_o}{x}$$

donde se ha tenido en cuenta que:

$$L_{llama} = \frac{L_o}{Z_{st}}$$

donde L_o es la longitud no perturbada (para una temperatura y densidad dadas, se escala con la longitud líquida), la L_{llama} es la longitud de llama (ésta se escala con L_o , pero se le ha de añadir el efecto dilución).

Y, a partir del valor en el eje y del perfil gaussiano se puede extender el valor al resto de la sección:

$$Z(x, r) = Z(x, 0) \cdot \exp(-4.6 \cdot \xi^2) = \frac{L_o}{x} \cdot \exp(-4.6 \cdot \xi^2)$$

donde ξ es la coordenada radial normalizada (r/R).

Lo que al final se tiene que calcular es la concentración media de combustible no quemado a lo largo de la línea de medida, multiplicando por la longitud del camino óptico (dado que el KL también integra esa información del camino óptico). Esto se puede escribir de la siguiente manera:

$$\overline{Y_{fnq} \cdot L} = \int_{-R_{llama}}^{R_{llama}} Y_{fnq} \cdot dr = 2 \cdot R \cdot \int_0^{\xi_o} Z \cdot \left(1 - \frac{Z_{st}}{1 - Z_{st}} \cdot \frac{1 - Z}{Z}\right) \cdot d\xi \quad (7.16)$$

donde R es el radio del chorro en la sección considerada y ξ_o es la coordenada radial normalizada en el frente de llama, R_{llama}/R . En la posición radial ξ_o , el valor de Z es Z_{st} (es el frente de llama). Teniendo en cuenta la expresión de Z , se puede escribir:

$$\xi_o = \sqrt{\frac{-\ln\left(\frac{x}{L_o} \cdot Z_{st}\right)}{4.6}} \quad (7.17)$$

Finalmente, el radio del chorro se obtendrá a partir de la información experimental del ancho de llama (W), tal y como se muestra en la siguiente ecuación:

$$R = \frac{W/2}{\xi_o} \quad (7.18)$$

En lo que a fracción másica de combustible transformada en hollín respecta, ésta se puede obtener a partir del factor KL ⁴⁰. El valor de K se refiere a la concentración volumétrica de hollín. Esta concentración volumétrica de hollín será representativa de la media que existe a lo largo de la línea de medida

⁴⁰La definición de este factor ya ha sido introducida en § 4.3.2.

siempre que la atenuación de la radiación por el propio hollín sea despreciable. Con el propósito de averiguar si en las medidas experimentales realizadas, la atenuación de la radiación por el propio hollín es despreciable, se realizará un pequeño estudio teórico, el cual consiste en imponer un perfil de temperatura (a partir de la Z y las relaciones de estado, como se verá más adelante), un perfil de concentración de hollín (de tipo gaussiano, como ha sido descrito previamente, con un valor en el eje de la concentración de hollín que se irá variando para efectuar un barrido de KL) y un ancho de llama, y a partir de todo ello se va calcular el KL que se obtendría por el método de extinción de luz, así como el que se obtendría a partir del método de dos colores (es decir, a partir de la radiación). El primer KL (el de extinción, KL_{ext}) es, por definición más robusto, y su valor no presenta ningún tipo de error. El segundo KL (el de dos colores, KL_{2C}), en cambio, es más delicado, puesto que el apantallamiento ocasionado por el hollín existente sobre la radiación puede hacer perder la noción de lo qué es lo que realmente se está cuantificando. Cuando ambos KL sean similares, se puede asegurar que el KL_{2C} está proporcionando información a lo largo de toda la línea de medida, mientras que cuando ambos KL difieran significará que el KL_{2C} dejará de ser representativo de toda la línea de medida, haciéndose incierto su significado. Los resultados que se han obtenido tras efectuar un barrido de KL (lo cual se ha conseguido, tal y como se ha indicado previamente, variando el valor en el eje de la concentración de hollín impuesta) se muestran en la figura 7.19, donde se representa la relación KL_{2C}/KL_{ext} en función del KL_{ext} . Si se toma como límite una variación del 10% en el KL ($KL_{2C}/KL_{ext} = 0.9$) se observa que el límite se encuentra en KL_{ext} de 0.58 (o KL_{2C} de 0.52), de manera que por encima de este límite el significado del KL_{2C} deja de ser representativo de toda la línea de medida. Finalmente cabe mencionar que el KL_{ext} ha sido multiplicado por un factor $\lambda^{1.39}$ (donde λ es la longitud de onda en μm , que en el presente estudio es de $0.55 \mu m$) para poder equipararlo con el KL_{2C} .

Con el fin de averiguar si en todas las medidas experimentales realizadas se tiene un KL por debajo del límite previamente descrito, en la figura 7.20 se representa la evolución del KL_{max} ⁴¹ en función de la YO_2 , para cada una de las toberas objeto de estudio y niveles de p_{rail} estudiados.

En la figura 7.20 se puede observar que el KL de las dos toberas objeto de estudio y niveles de p_{rail} estudiados, está suficientemente por debajo del límite previamente citado. Por consiguiente, se puede trabajar con la hipótesis de que el KL proporciona información de toda la línea de medida.

⁴¹Éste se ha obtenido a través de aplicar la ecuación 4.9, la cual ya ha sido descrita en § 4.3.2.

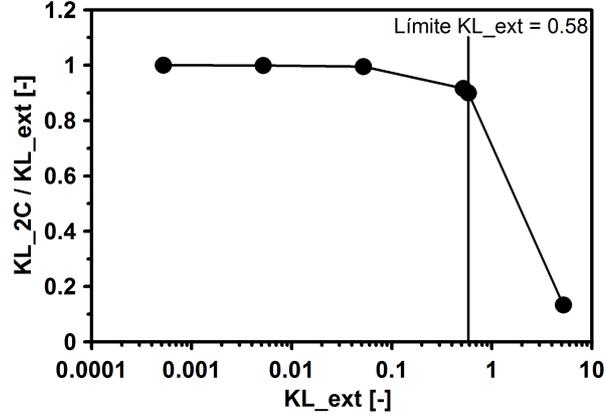


Figura 7.19: Evolución de la relación KL_{2C}/KL_{ext} en función del KL_{ext} . En donde este último es procedente de la extinción de la luz laser.

Con el propósito de pasar de concentración volumétrica a concentración másica de hollín, se utiliza la siguiente ecuación:

$$Y_{soot} = X_{soot} \left[\frac{V_{soot}}{V_{tot}} \right] \cdot \rho_{soot} \left[\frac{m_{soot}}{V_{soot}} \right] \cdot \frac{1}{\rho_{local}} \left[\frac{V_{tot}}{m_{tot}} \right] \quad (7.19)$$

donde ρ_{soot} es la densidad del hollín, cuyo valor es de 1800 kg/m^3 [2] y ρ_{local} es la densidad local. Esta última, por consistencia, se calculará como la densidad media del gas a lo largo de la línea de medida. Para ello, dado que el único parámetro que varía afectando a la densidad es la temperatura, la densidad local se puede describir como:

$$\rho_{local} = \rho_a \cdot \frac{T_{sq}}{\overline{T_{spray}}} \quad (7.20)$$

donde $\overline{T_{spray}}$ es la temperatura media a lo largo de la línea de medida, ρ_a y T_{sq} son la densidad y temperatura, respectivamente, de la carga en el momento de la inyección. Empleando las relaciones de estado propuestas por García [5] para un caso en el que se asume un C_p constante, se puede determinar la relación entre Z y T , tal y como se puede observar en la figura 7.21.

En la figura 7.21 únicamente lo que interesa es la recta de la derecha (entre el frente de llama, que se encuentra a Z_{st} , y el eje del chorro, que tiene una Z superior). Las dos ecuaciones a utilizar son:

$$Z_1 = 1 + T_f \cdot \frac{1 - Z_{st}}{T_{ad} - T_f} \quad y \quad T = T_{ad} \cdot \frac{Z_1 - Z}{Z_1 - Z_{st}}$$

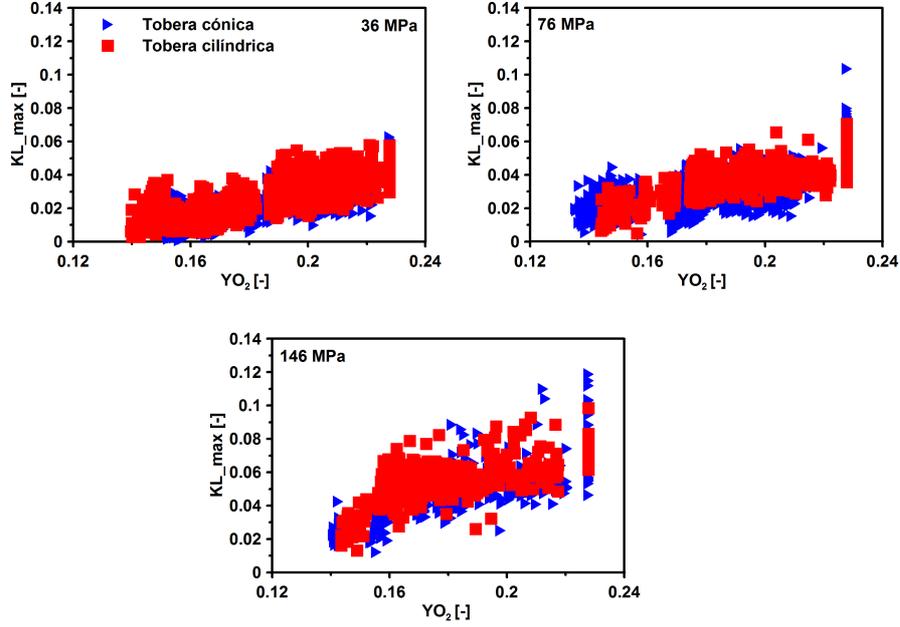


Figura 7.20: Evolución del KL_{max} en función de la YO_2 . Para cada una de las toberas objeto de estudio y niveles de p_{rail} estudiados.

donde se ha asumido que la temperatura de llama es la temperatura adiabática de llama (T_{ad}). Para determinar la temperatura media, se integra la temperatura local a lo largo de la línea de medida, del siguiente modo:

$$\overline{T_{spray}} = \frac{\int_0^{\xi_o} T \cdot d\xi}{\xi_o} \quad (7.21)$$

donde ξ_o es el radio normalizado en el frente de llama, el cual ya ha sido definido previamente. Finalmente conviene mencionar que en este cálculo se va a dejar el parámetro L (longitud del camino óptico, incluido en el KL , que en este caso es el diámetro de la llama en la sección considerada), de tal modo que se tendrá la concentración media de hollín multiplicada por el ancho de la sección.

Teniendo en cuenta todo lo que se ha descrito previamente, el parámetro SY queda de la siguiente manera:

$$SY = \frac{KL \cdot \rho_{soot} \cdot \overline{T_{spray}} \cdot \overline{Y_{fnq}} \cdot L}{\rho_a \cdot T_{sq}} \quad (7.22)$$

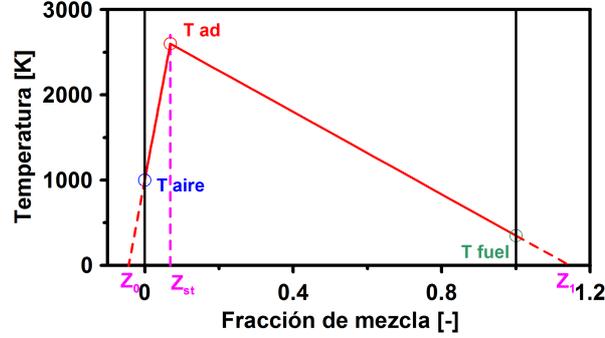


Figura 7.21: Evolución de la temperatura en función de la fracción de mezcla.

Con la intención de determinar la evolución del parámetro SY a lo largo del eje de la llama, se ha tenido en cuenta lo que se indica en el trabajo de López y otros [2] es decir de que el parámetro SY depende de varios factores, tal como se muestra en la siguiente expresión:

$$SY = K_{soot} \cdot f(F_{rLOL}) \cdot t_{res} \cdot \exp\left(\frac{-2400}{T_{ad}}\right) \cdot \rho_a^{2.2} \quad (7.23)$$

donde K_{soot} es una constante, F_{rLOL} , es el dosado en la longitud de lift-off, t_{res} , es el tiempo de residencia en el interior de la llama (es decir, el tiempo entre la longitud de lift-off y el punto en cuestión), T_{ad} , es la temperatura adiabática de llama y ρ_a , es la densidad del medio en el que se desarrolla la llama.

En lo que al tiempo de residencia se refiere, para su cálculo se precisa conocer la longitud de lift-off, la cual, como ya se ha discutido, no se ha podido determinar de una manera robusta. Por tanto, para poder calcular este tiempo de residencia se ha asumido que el tiempo que se tarda en llegar a la longitud de lift-off es despreciable en comparación con el tiempo que se tarda en llegar a una determinada sección después de la longitud de lift-off, de manera que este último tiempo se consideraría como el de residencia. Este tiempo se puede calcular del siguiente modo [13]:

$$t = \frac{x^2}{2 \cdot u_{eff} \cdot L_o} \quad (7.24)$$

donde x es la distancia axial en el eje del chorro, u_{eff} es la velocidad efectiva de inyección, y L_o es la longitud no perturbada.

En la ecuación 7.24 se puede ver que el tiempo crece con x^2 . Esto muestra que la hipótesis anteriormente planteada de que el tiempo para llegar a la

longitud de lift-off es despreciable, es totalmente razonable a partir de una cierta distancia después de la longitud de lift-off, por lo que el presente estudio se centrará en la región más alejada de la longitud de lift-off.

Con respecto al F_{rLOL} , se puede indicar que éste es un parámetro desconocido.

A partir de todo lo descrito previamente se puede obtener un parámetro SY normalizado por todo aquello que ya es conocido (SY^*), es decir:

$$SY^* = \frac{SY}{t_{res} \cdot \exp\left(\frac{-2400}{T_{ad}}\right) \cdot \rho_a^{2.2}} \quad (7.25)$$

De esta manera, este parámetro SY^* únicamente dependerá del dosado en la longitud de lift-off.

7.B. Anexo: Efecto del ensuciamiento de la ventana sobre la medición de la radiación de las partículas de hollín

En el presente anexo se darán más detalles, de la metodología que se ha seguido para averiguar el posible ensuciamiento de la ventana de visualización con los productos de la combustión, así como de los resultados que se han obtenido.

Metodología

La metodología consistió en hacer medidas de radiación de partículas de hollín en tres niveles de p_{rail} (36, 76 y 146 MPa), con una de las toberas objeto de estudio, y utilizando el modo de funcionamiento del motor maqueta en circuito abierto y cerrado⁴². Adicionalmente cabe señalar que en cada uno de los niveles de p_{rail} ensayados se grabaron imágenes en todo el rango en el que se varió la fracción másica de oxígeno. Las medidas realizadas se llevaron a cabo en el siguiente orden: primero se ensayó el nivel de p_{rail} de 146 MPa, después el nivel de p_{rail} de 76 MPa, y por último el nivel de p_{rail} de 36 MPa. Es importante remarcar que antes de realizar las medidas se limpió la ventana de visualización.

⁴²Cabe mencionar que las medidas en circuito abierto, son las más fiables, puesto que en estas condiciones se espera tener un menor grado de ensuciamiento, mientras que las medidas en circuito cerrado, son las que podrían presentar un mayor problema de ensuciamiento.

En la figura 7.22 se representa la evolución del parámetro I_{soot}^{43} en función de la fracción másica de oxígeno, para cada uno de los niveles de p_{rail} ensayados.

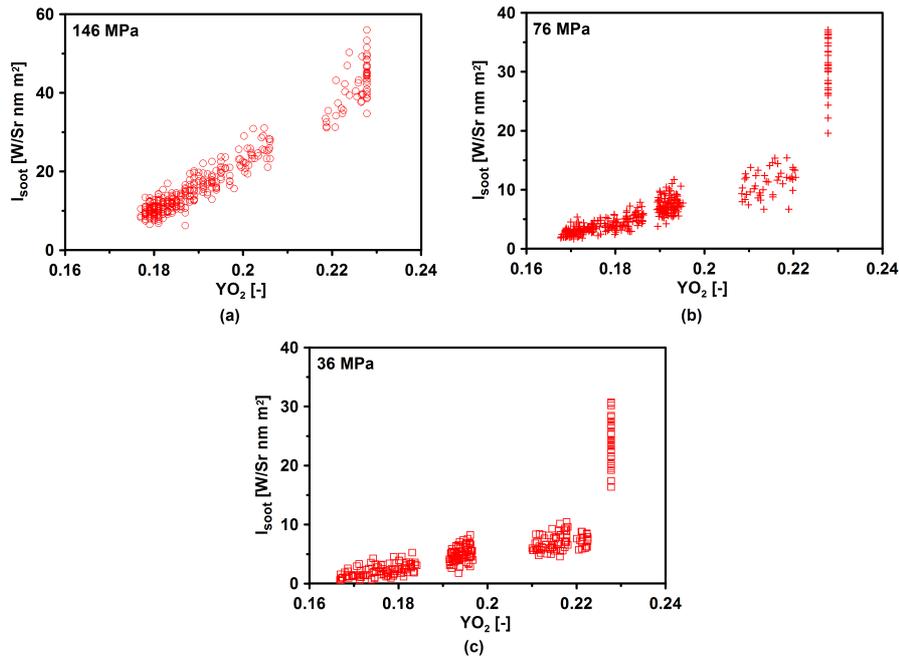


Figura 7.22: Evolución del parámetro I_{soot} en función de la concentración másica de oxígeno, para los niveles de p_{rail} de 36, 76 y 146 MPa.

Si se observan en la figura 7.22 los resultados del primer nivel de p_{rail} ensayado, es decir el de 146 MPa, se puede observar una coherencia entre las medidas realizadas en circuito abierto y las realizadas en circuito cerrado. Y si ahora en esta misma figura se observan los resultados del segundo y tercer ensayos realizados, es decir 76 y 36 MPa, respectivamente, se puede observar que en estos niveles de p_{rail} no existe una coherencia entre las medidas realizadas en circuito abierto y las realizadas en circuito cerrado. Esto puede ser explicado sencillamente por el hecho de que, al terminar de ensayar el nivel de p_{rail} de 146 MPa, se ha pasado a ensayar el de 76 MPa y después el de 36 MPa, sin haber limpiado la ventana de visualización. Esta última se pudo haber ensuciado con los productos de la combustión, afectando a la medición de la radiación de las partículas de hollín. Con el propósito de confirmar esta hipótesis, se se han ensayado nuevamente los niveles de p_{rail} de 36 y 76 MPa,

⁴³Cabe recordar que este parámetro caracteriza la radiación de las partículas de hollín.

pero antes de ensayar cada uno de estos niveles de p_{rail} se ha limpiado la ventana de visualización.

En la figura 7.23 se ilustran los resultados obtenidos en los niveles de p_{rail} de 36 y 76 MPa al limpiar la ventana de visualización, junto con los que se obtuvieron al no limpiar la ventana de visualización.

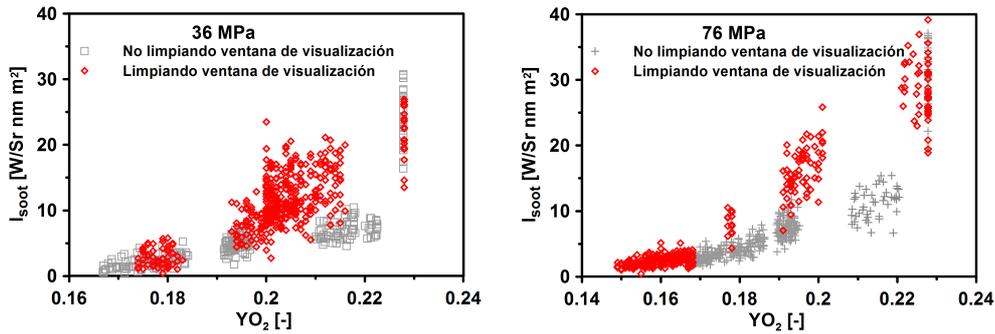


Figura 7.23: Evolución del parámetro I_{soot} en función de la fracción másica de oxígeno. Para los niveles de p_{rail} de 36 y 76 MPa.

En la figura 7.23 se puede observar que, para los niveles de p_{rail} de 36 y 76 MPa ensayados limpiando la ventana de visualización, ahora sí se tiene una coherencia entre las medidas realizadas en circuito abierto y las realizadas en circuito cerrado. Por tanto, se puede mencionar que los productos de la combustión provocan un ensuciamiento de la ventana de visualización, el cual se refleja en un efecto en la medición de la radiación de las partículas de hollín. Como consecuencia, cada vez que se ensaye un nivel de p_{rail} se deberá limpiar la ventana de visualización.

7.C. Anexo: Comprobación del buen funcionamiento de las instalaciones experimentales

En el presente anexo se averiguará, el buen funcionamiento del motor maqueta y la cámara lenta intensificada, con el fin de asegurar iso-condiciones entre medidas experimentales de cada tobera y entre toberas, y así posteriormente poder hacer una correcta comparación entre medidas.

Motor maqueta y cámara lenta intensificada

Con el fin de averiguar el buen funcionamiento del motor maqueta y la cámara lenta intensificada, *entre las medidas experimentales de cada tobera*, se seguirá la siguiente metodología: cada vez que se haga un barrido completo de p_{rail} en cada tobera, se repetirá el nivel de p_{rail} con el que se comenzó dicho barrido (a este ensayo se le dará el nombre de ensayo de validación). Y para comprobar ahora el buen funcionamiento de la instalación experimental, *entre las dos toberas*, se seguirá el siguiente procedimiento: una vez que se hayan realizado los ensayos de las toberas objeto de estudio, se montará nuevamente en el motor la tobera con la que se comenzaron los ensayos (igualmente a este ensayo se le dará el nombre de ensayo de validación), y se repetirá el ensayo con el que se inició el barrido de p_{rail} . En la tabla 7.1 se muestra tanto el orden en el que se ensayó cada una de las toberas como el orden en el que se ensayaron cada una de los niveles de p_{rail} .

Orden de la tobera	Orden del ensayo
a) Cilíndrica	a) 26-1 b) 36-1 c) 76-1 d) 146-1 e) 26-2 (Ensayo de validación)
b) Cónica	a) 146-1 b) 76-1 c) 36-1 d) 146-2 (Ensayo de validación)
c) Cilíndrica	36-1 (Ensayo de validación)

Tabla 7.1: Orden de ensayos tanto de las toberas como de los niveles de p_{rail} .

Seguidamente se presentan los resultados que se han obtenido.

A la derecha de la figura 7.24 se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo 26-1 (ensayo inicial del barrido p_{rail}) con la del ensayo 26-2 (ensayo de validación), con el fin de averiguar el buen funcionamiento del motor maqueta entre las medidas experimentales de la tobera cilíndrica. Mientras que a la izquierda de dicha figura se compara el parámetro

I_{soot} ⁴⁴ de diecisiete repeticiones del ensayo 26-1 con dos repeticiones del ensayo 26-2, con el propósito de averiguar el buen funcionamiento de la cámara lenta intensificada.

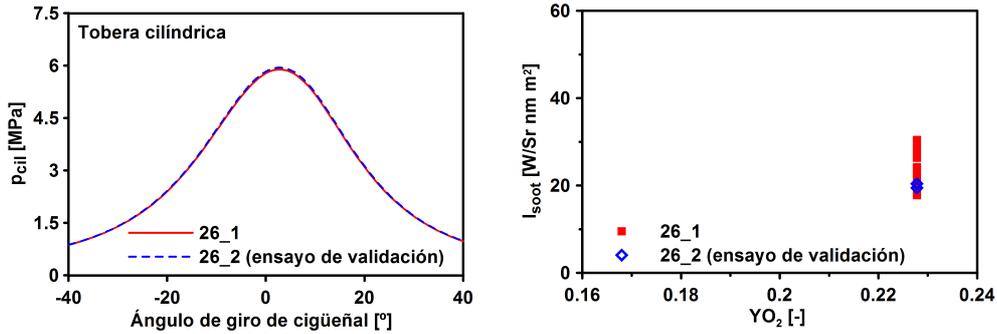


Figura 7.24: A la izquierda se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo 26-1 con la del ensayo de 26-2, mientras que a la derecha se compara el parámetro I_{soot} de diecisiete repeticiones del ensayo 26-1 con dos del ensayo 26-2.

A partir de la figura 7.24 se puede observar que para los dos ensayos (26-1 y 26-2) se tiene una señal de presión instantánea en el interior del cilindro muy similar, así como también se puede observar que para estos ensayos se tiene un parámetro I_{soot} muy parecido. Por tanto, se puede concluir que durante la realización de las medidas en la tobera cilíndrica se ha tenido un buen funcionamiento del motor maqueta y de la cámara lenta intensificada, entre los niveles de p_{rail} ensayados, por lo que éstas son comparables.

En la derecha de la figura 7.25 se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo 146-1 (ensayo con el que se inició el barrido de p_{rail}) con la del ensayo 146-2 (ensayo de validación), con la intención de explorar el buen funcionamiento del motor maqueta entre las medidas de la tobera cónica. Mientras que a la izquierda de dicha figura se compara el parámetro I_{soot} de veintidós repeticiones del ensayo 146-1 con veintidós repeticiones del ensayo 146-2.

De la figura 7.25 se puede observar que para los dos ensayos (146-1 y 146-2) se tiene una señal de presión instantánea en el interior del cilindro muy similar. Igualmente se puede observar que para estos ensayos el parámetro I_{soot} es muy parecido. Por consiguiente, al igual que en el caso de la tobera cilíndrica, se puede concluir que durante la realización de las medidas en la tobera cónica se ha tenido un buen funcionamiento del motor maqueta y de

⁴⁴El cual se ha obtenido al ensayar con una fracción másica de oxígeno atmosférica.

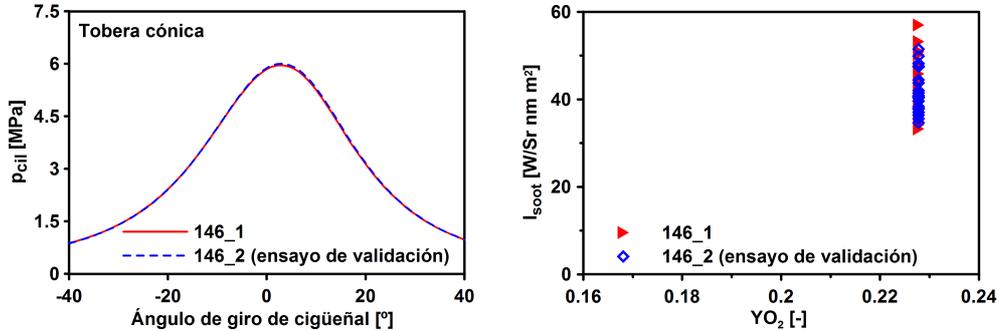


Figura 7.25: En la izquierda se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo 146-1 con la del ensayo 146-2, mientras que en la derecha se compara el parámetro I_{soot} de veintidós repeticiones del ensayo 146-1 con veintidós del ensayo 146-2.

la cámara lenta intensificada, entre los niveles de p_{rail} ensayados, por lo que éstas son comparables.

A la derecha de la figura 7.26 se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo 36-1 con la del ensayo de 36-1 (ensayo de validación)⁴⁵, con el objetivo de averiguar el buen funcionamiento del motor maqueta entre los ensayos de la tobera cónica y los de la tobera cilíndrica. Mientras que a la izquierda de dicha figura se contrasta el parámetro I_{soot} de veintiocho repeticiones del ensayo 36-1 con veintinueve del ensayo 36-1 (ensayo de validación).

Se puede observar en la figura 7.26 que para los dos ensayos (36-1 y 36-1, correspondiente al ensayo de validación) se tiene una señal de presión instantánea en el interior del cilindro muy similar. Asimismo se puede observar que el parámetro I_{soot} es muy parecido. Por tanto, se puede concluir que durante la realización de las medidas en las dos toberas objeto de estudio se ha tenido un buen funcionamiento del motor maqueta y de la cámara lenta intensificada.

De acuerdo con los resultados previamente presentados, se puede concluir que en las medidas experimentales de cada tobera y entre toberas se tenían iso-condiciones⁴⁶, por lo que éstas son comparables.

⁴⁵Éste corresponde al ensayo que se ha realizado al final de los barridos de p_{rail} tanto de la tobera cónica como de la tobera cilíndrica.

⁴⁶Es decir, se tenía la misma temperatura y densidad de la carga en el cilindro, así como el mismo comportamiento de la cámara lenta intensificada.

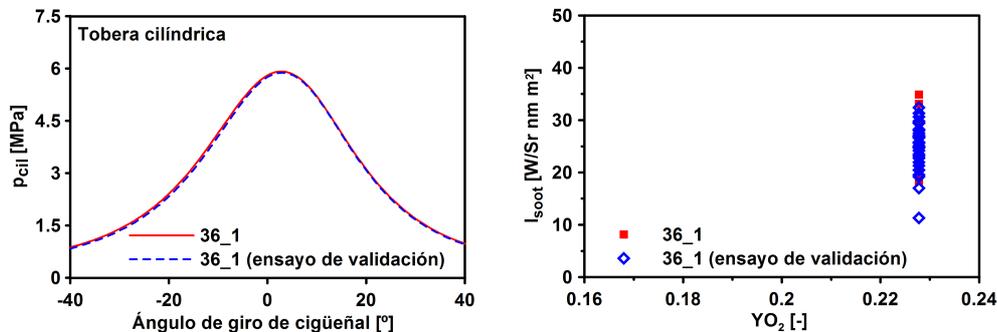


Figura 7.26: A la izquierda se compara la señal de presión instantánea en el interior del cilindro del ensayo 36-1 con la del ensayo 36-1 (ensayo de validación), mientras que a la derecha se compara el parámetro I_{soot} de veintiocho repeticiones del ensayo 36-1 con veintinueve del ensayo 36-1 (ensayo de validación).

Bibliografía

- [1] Monin C. *Caracterización del proceso de formación de hollín en una llama de difusión diesel de baja temperatura*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2009.
- [2] López J. J., García-Oliver J. M., Martín J., Chemisky J. y Bouet A. "A soot radiation model for diesel sprays". *SAE Paper 2012-01-1069*, 2012.
- [3] Tree D. R. y Svensson K. I. "Soot processes in compression ignition engines". *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 33, pp. 272–309, 2007.
- [4] Pickett L. M. y Siebers D. L. "Soot in diesel fuel jets: effects of ambient temperature, ambient density, and injection pressure". *Combustion and Flame*, Vol. 138, pp. 114–135, 2004.
- [5] García J. M. *Aportaciones al estudio del proceso de combustión turbulenta de chorros en motores diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2004.
- [6] Fenollosa C. *Aportación a la descripción fenomenológica del proceso de combustión por difusión diesel*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.

- [7] Arcoumanis C., Flora H., Gavaises M. y Kampanis N. “Investigation of cavitation in a vertical multi-hole injector”. *SAE paper 1999-01-0524*, 1999.
- [8] He L. y Ruiz F. “Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization”. *Atomization and Sprays*, Vol. 5, pp. 569–584, 1995.
- [9] Som S., Ramirez A. I., Longman D. E. y Aggarwal S. K. “Effect of nozzle orifice geometry on spray, combustion, and emission characteristics under diesel engine conditions”. *Fuel*, Vol. 90, No. 3, pp. 1267–1276, 2011.
- [10] García A. *Estudio de los efectos del uso de la post inyección en el proceso de combustión y de formación de hollín*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2009.
- [11] Dec J. E. “A Conceptual Model of DI Diesel Combustion Based on Laser-Sheet Imaging”. *SAE paper 970873*, 1997.
- [12] Molina S. A. *Estudio de la influencia de los parámetros de inyección y la recirculación de gases de escape sobre el proceso de combustión, las prestaciones y las emisiones de un motor diesel de 1.8 litros de cilindrada*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [13] López J. J. *Estudio teórico-experimental del chorro libre diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.

Capítulo 8

Conclusiones y desarrollos futuros

Contenido

8.1. Introducción	261
8.2. Conclusiones	261
8.3. Desarrollos futuros	271
Bibliografía	272

8.1. Introducción

El presente capítulo estará compuesto de dos apartados. En § 8.2 se describirán, por un lado, los aspectos más importantes de la metodología que se ha seguido en cada uno de los estudios realizados en la presente tesis doctoral, y por otro lado, las conclusiones más relevantes que se han ido poniendo de manifiesto en cada uno de estos estudios. Y en § 8.3, teniendo en cuenta el nuevo conocimiento adquirido, se proponen algunas vías para continuar y completar la presente investigación.

8.2. Conclusiones

Cabe recordar la pregunta que motivó a la realización de la presente tesis doctoral, la cual ya ha sido descrita en § 1.1, a modo de resumen, el cuestionamiento era el siguiente: por un lado, algunos investigadores habían encontrado

que con el uso de diámetros muy reducidos en toberas cónicas (es decir, las que inhiben el proceso de cavitación) se podían alcanzar condiciones en las que se inhibía la formación de hollín, si bien los diámetros necesarios para ello estaban muy por debajo del alcanzable por los métodos de fabricación habituales, y además que estos orificios tan pequeños presentaban el problema de obstrucción consecuencia del ensuciamiento. Por otro lado, la cavitación provoca una reducción en el diámetro efectivo del orificio. A partir de estos dos hechos surgió la pregunta si se podía aprovechar el fenómeno de la cavitación para lograr condiciones en las que se inhibe el proceso de formación de hollín con diámetros de tobera más fáciles de fabricar. Con el propósito de responder a esta pregunta, en primera instancia se consultó la bibliografía, encontrando que con ésta no se era capaz de responder del todo a la pregunta antes citada. Por esta razón se vio necesario plantear un objetivo general para la presente tesis doctoral, el cual consistió *en profundizar en el conocimiento de la influencia de la cavitación en toberas de inyección diesel sobre el proceso de inyección y el de formación de hollín*. Para alcanzar dicho objetivo general se han llevado a cabo los siguientes tres estudios:

- Estudio del efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección.
- Estudio del efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla, concretamente sobre el ángulo del chorro.
- Estudio del efecto de la cavitación sobre la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín.

Para realizar cada uno de estos estudios se utilizaron dos toberas de tres orificios (toberas cercanas a las toberas reales), una con un elevado nivel de cavitación, y otra en la que se inhibe el fenómeno de la cavitación. Seguidamente se sintetizan más detalles acerca de la metodología que se ha seguido en cada uno de los estudios antes citados, así como también de las conclusiones más relevantes que se han extraído en cada uno de ellos.

Estudio del efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección

En el presente estudio se ha determinado la velocidad efectiva de inyección de las dos toberas objeto de estudio a través de dos medidas experimentales: el caudal másico y el flujo de cantidad de movimiento, en donde el flujo de cantidad de movimiento se ha medido en uno de los tres orificios, mientras

que el caudal másico se ha medido teniendo en cuenta los tres orificios. Para ello se ha empleado una maqueta de cantidad de movimiento y un tasímetro, respectivamente. Con el fin de asegurar que el flujo de cantidad de movimiento medido en uno de los tres orificios es equivalente al de los otros dos orificios, se ha averiguado la posible dispersión del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios de la tobera, encontrando que no existía. Para cada una de las toberas objeto de estudio se han ensayado tres Δp (30, 70, y 140 MPa)⁴⁷. En cada uno de estos Δp (definido éste como $p_{rail} - p_{back}$), con el propósito de promover cavitación en la tobera cilíndrica, se ha variado a la vez la p_{rail} y la p_{back} , manteniendo por tanto el Δp constante. Así de esta manera se ha logrado por un lado, mantener constante el número de Re , y por el otro lado, variar únicamente la \sqrt{K} , parámetro que caracteriza la intensidad de cavitación.

Para el análisis de los resultados se han utilizado las definiciones de los coeficientes adimensionales de flujo (C_d , C_M , y C_v), los cuales habitualmente son analizados teniendo en cuenta la p_{rail} y la p_{back} . En sentido estricto estos coeficientes, se han de analizar teniendo en cuenta las dos presiones controlantes del flujo a través de la tobera: la presión aguas arriba, p_{sac} (es decir la presión que existe en el saco de la tobera), y la presión aguas abajo, p_{back} . Al trabajar con p_{rail} en vez de p_{sac} se están despreciando las pérdidas de carga que existen en el inyector. Dicha acción se realiza por el hecho de asumir implícitamente alguna de las siguientes dos hipótesis: 1) porque las pérdidas de carga son pequeñas respecto a la p_{rail} , o 2) porque las pérdidas de carga que existen en el inyector son aproximadamente proporcionales a las del orificio de la tobera. De acuerdo con la literatura nadie ha validado dichas hipótesis. Con el propósito de validar estas hipótesis se ha desarrollado una metodología para caracterizar las pérdidas de carga en el inyector, a partir de la cual se ha encontrado entre otros aspectos, que las pérdidas de carga en el inyector ($p_{rail} - p_{back}$) son proporcionales a las pérdidas de carga que hay en el orificio ($p_{sac} - p_{back}$) de la tobera. Este resultado ha permitido analizar los coeficientes adimensionales de flujo de manera cualitativa.

De este estudio en primera instancia se han extraído las siguientes conclusiones:

- La cavitación tiene un efecto directo sobre el caudal másico, el cual se reduce de manera significativa debido al colapso provocado por ésta.
- Experimentalmente se ha observado que el flujo de cantidad de movimiento también se ve reducido, pero en menor medida que el caudal

⁴⁷Niveles de presión representativos de los motores diesel.

másico. Este hecho, junto con el anterior, provoca un incremento en la velocidad efectiva de inyección.

Al comparar la velocidad efectiva de inyección de la tobera cónica con el de la tobera cilíndrica, se ha encontrado que la velocidad efectiva de inyección de la tobera cónica es mayor al de la tobera cilíndrica, a pesar de que en esta última se tiene un incremento de la velocidad efectiva de inyección, consecuencia de la cavitación. Con el propósito de validar esta constatación experimental se han recopilado resultados de otras toberas, encontrando una coherencia de estos resultados recopilados (obtenidos a partir de toberas tipo saco) con los obtenidos en el presente estudio. Sin embargo los pocos resultados recopilados obtenidos a partir de toberas tipo VCO no son coherentes con los obtenidos en el presente estudio. La hipótesis que se planteó para explicar esta última constatación experimental es que existe un efecto del saco de la tobera sobre el patrón de cavitación. No obstante, el indagar sobre las causas de este comportamiento queda fuera del alcance de la presente tesis doctoral.

Con el fin de darle consistencia a las conclusiones que previamente han sido descritas sobre el efecto de la cavitación en el caudal másico, el flujo de cantidad de movimiento, y la velocidad efectiva de inyección, se ha decidido estudiar dos toberas mono-orificio (una de geometría cónica y la otra de geometría cilíndrica). En estas toberas, en comparación a las toberas de tres orificios, no fue necesario asumir la equivalencia del flujo de cantidad de movimiento entre los orificios de la tobera. Además cabe mencionar que tanto la metodología para la realización de las medidas como el tratamiento de las mismas ha sido la misma que se ha empleado en las otras dos toberas objeto de estudio. Los resultados obtenidos con estas toberas son coherentes con los que se han obtenido con las toberas de tres orificios, es decir, en estas toberas se confirma que la cavitación conduce a un colapso de caudal másico, a una reducción del flujo de cantidad de movimiento en menor medida que el de caudal másico y, por lo tanto, a un incremento en la velocidad efectiva de inyección. No obstante, al comparar de manera cuantitativa los resultados de las toberas mono-orificio con las de tres orificios se ha encontrado que ambas toberas presentan un comportamiento de flujo diferente. El explicar el por qué de este comportamiento diferente en el flujo entre las toberas mono-orificio y de tres orificios queda fuera del alcance de la presente tesis doctoral.

Finalmente con el fin de entender las posibles razones que justifican el incremento de la velocidad efectiva de inyección, consecuencia de la cavitación, se ha realizado un estudio teórico sobre los posibles efectos directos e indirectos en la velocidad efectiva de inyección, el cual fue completado posteriormente con información que se ha obtenido a partir de cálculos realizados en códigos

CFD. Con todo ello se ha encontrado que el incremento de la velocidad efectiva de inyección consecuencia de la cavitación es debido a un cambio en el perfil de velocidad en el interior del orificio de la tobera, el cual es provocado por una reducción de la viscosidad del fluido consecuencia de la cavitación.

Una vez que se profundizó en el estudio del efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección se pasó a estudiar *el efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla, concretamente sobre el ángulo del chorro*.

Estudio del efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla, concretamente sobre el ángulo del chorro

En este estudio, a las dos toberas objeto de estudio se les ha caracterizado el proceso de mezcla, concretamente el ángulo del chorro, en donde este último ha sido estudiado en dos escenarios diferentes. El primer escenario ha sido a través de la longitud líquida de evaporación (condiciones cercanas a la realidad, es decir chorro evaporativo pero no reactivo). Aquí, en este escenario, se han analizado dos ángulos del chorro, uno que se ha obtenido aplicando la dependencia funcional de la longitud líquida de evaporación, y el otro que se ha obtenido midiéndolo directamente en la imagen de longitud líquida de evaporación. Y el otro escenario ha sido a través de la fracción de calor liberado (condiciones reales, es decir chorro evaporativo y reactivo). Para la realización de la medida de longitud líquida de evaporación se ha utilizado el motor maqueta en la configuración evaporativa pero no reactiva, y la técnica de iluminación directa por dispersión MIE, en donde esta última, para ser aplicada, se ha empleado una cámara rápida y una fuente de luz. Para cada una de las toberas objeto de estudio se han ensayado tres niveles de p_{rail} : 36, 76 y 146 MPa. *De los dos ángulos caracterizados a partir de la longitud líquida de evaporación, se ha confirmado el incremento del ángulo del chorro, consecuencia de la cavitación.*

Y para la obtención de la fracción de calor liberado se ha utilizado, por un lado, un motor monocilíndrico y, por otro lado, el modelo de diagnóstico de la combustión (CALMEC). En este escenario, al igual que en el de longitud líquida de evaporación, se han ensayado los niveles de p_{rail} : 36, 76 y 146 MPa. Para cada uno de estos niveles de p_{rail} y tobera se ha realizado un barrido de avances de inyección, con el propósito de variar la posición relativa de la combustión en el ciclo. Así, de esta manera, se han podido escoger ensayos tanto de la tobera cónica como de la tobera cilíndrica en donde la posición del pistón, en promedio, era similar, asegurando con esto que las condiciones termodinámicas (temperatura y densidad del aire) en cilindro eran las mismas.

De la caracterización del ángulo del chorro a partir de la fracción de calor liberado igualmente se ha confirmado el incremento del ángulo del chorro, consecuencia de la cavitación.

A modo de complemento, al comparar la velocidad efectiva de inyección y el ángulo del chorro que se tiene tanto en la tobera cónica (tobera que inhibe el fenómeno de la cavitación) como en la tobera cilíndrica (tobera que propicia el fenómeno de la cavitación), se han encontrado dos aspectos para los casos que han sido estudiados: el primero es que *el proceso de mezcla empeora con la tobera cilíndrica*, y el segundo es que *el incremento del ángulo del chorro, consecuencia de la cavitación, no es debido a un aumento de la velocidad efectiva de inyección, sino más bien al flujo bifásico que se tiene en el interior del orificio de la tobera, el cual se refleja en una reducción en la viscosidad dinámica del combustible y lo que conlleva un aumento en el número de Re y por tanto un incremento en el nivel de turbulencia del flujo.*

Una vez que se estudió el efecto de la cavitación sobre la velocidad efectiva de inyección y el proceso de mezcla, posteriormente a las dos toberas objeto de estudio se les ha caracterizado la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín, en donde este último ha sido estudiado en dos escenarios diferentes: a partir de medir la radiación de las partículas de hollín, y a partir de medir la emisión final de hollín.

Seguidamente se hace una breve descripción de la metodología que se ha seguido así como de las conclusiones que se han extraído de cada uno de estos estudios realizados.

Estudio del efecto de la cavitación sobre la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín a partir de medir la radiación de las partículas de hollín

Para la caracterización de la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín, se ha empleado, por un lado, el motor maqueta en la configuración evaporativa y reactiva, y por otro lado la técnica óptica *Visualización simultánea de la quimioluminiscencia de los radicales OH y de la radiación de las partículas de hollín*, en donde esta última, para ser implementada, se ha empleado una cámara lenta intensificada y un estereoscopio, el cual permitió caracterizar simultáneamente la longitud de lift-off y el proceso de formación de hollín. La imagen simultánea de la longitud de lift-off y de la radiación de las partículas de hollín adquirida por la cámara lenta intensificada se ha tomado en el PMS (dado que es aquí en donde las condiciones termodinámicas son más estables). Se ha diseñado un dispositivo para facilitar la visualización de la

combustión, el cual ha sido colocado en el interior de la cámara de combustión con el propósito de eliminar, en la medida de lo posible, dos de los tres chorros, de manera que se pudiera centrar la visualización en uno de los tres. Se han realizado dos familias de medidas (utilizando los niveles de p_{rail} : 36, 76 y 146 MPa, los cuales corresponden a los mismos niveles de p_{rail} que se han empleado en los estudios previos): la primera familia consistió en realizar las medidas en el modo de funcionamiento del motor maqueta en circuito abierto, es decir, con fracción másica de oxígeno atmosférica. Y la segunda familia consistió en realizar las medidas ahora en el modo de funcionamiento del motor maqueta en circuito cerrado, es decir, con fracción de oxígeno variable. Para el análisis de la caracterización del proceso de formación de hollín, se ha utilizado el parámetro SY , el cual se define como la relación entre la fracción másica de combustible transformado en hollín y la fracción másica de combustible no quemado. Cabe señalar que se ha hecho un esfuerzo significativo para poder calcular y aplicar este parámetro a los ensayos realizados, con el fin de extraer información sobre el proceso de formación de hollín.

En lo que a la longitud de lift-off se refiere, se puede señalar que ésta se ha intentado estudiar a partir de algunas imágenes seleccionadas. Para averiguar la fiabilidad de esta longitud, se ha comparado con la que se ha obtenido a partir de aplicar algunas leyes de escalado de dicha longitud, las cuales se obtuvieron de la bibliografía, encontrando que la longitud de lift-off obtenida experimentalmente no coincidía con las predichas por dichas leyes de escalado. Con el propósito de explicar esta inconsistencia se plantearon dos hipótesis: una, porque los resultados son muy pocos representativos de la población, y la otra, porque la cavitación tiene un efecto (adicional) sobre la longitud de lift-off, el cual no está contemplado en las leyes de escalado. Aunque esta hipótesis no pudo ser validada, debido al bajo número de datos y al elevado nivel de incertidumbre de los mismos, como se verá a continuación los resultados sobre formación de hollín parecen apoyar la suposición de que la cavitación provoca un aumento adicional de la longitud de lift-off, el cual puede ser debido por el incremento de la energía cinética turbulenta del flujo, el cual se refleja en una estabilización de la longitud de lift-off a más distancia de la sección de salida del orificio de la tobera.

En cuanto al proceso de formación de hollín, se pueden destacar los siguientes aspectos:

- Al comparar en promedio los resultados de la tobera cilíndrica con los de la tobera cónica, se ha encontrado que la tobera cilíndrica produce más formación de hollín.

Con el fin de interpretar mejor los resultados a partir de los cuales se extrajo la conclusión previamente descrita, se decidió estudiar una tobera adicional, la cual fue igualmente una tobera de tres orificios y de geometría cilíndrica, pero ahora con un cierto nivel de hidro-erosión, lo que la hacía tener un nivel de intensidad de cavitación menor al que se tenía en la otra tobera de geometría cilíndrica. Cabe mencionar que en esta tobera adicional se utilizó la misma metodología tanto de ensayo como de tratamiento de los mismos que fue empleada en las otras dos toberas objeto de estudio.

- Con los resultados obtenidos con la tobera cilíndrica con hidro-erosión y con los obtenidos con la otra tobera de geometría cilíndrica, se ha formado una tendencia a partir de la cual se ha encontrado que conforme aumenta la intensidad de cavitación la formación de hollín se reduce. La explicación de esto es que la reducción del diámetro efectivo y el incremento del coeficiente de velocidad (consecuencias de la cavitación) se reflejan en una reducción del F_{rLOL} , el cual lleva a una reducción de la formación de hollín.
- Al analizar en conjunto los resultados de las dos toberas cilíndricas y los de la tobera cónica, se ha observado que no existe una conexión entre los resultados de las toberas cilíndricas y tobera cónica, lo cual ha puesto de manifiesto que existe un efecto adicional sobre el F_{rLOL} , consecuencia de la cavitación. Como ya se ha descrito previamente, este efecto adicional, puede ser explicado por el efecto del incremento de la energía cinética turbulenta del flujo que provoca la cavitación, en la estabilización de la longitud de lift-off.

Estudio del efecto de la cavitación sobre el proceso de formación de hollín a partir de medir la emisión final de hollín

Para la caracterización del proceso de formación de hollín a partir de medir la emisión final de hollín, se han retomado los ensayos ya descritos en *Estudio del efecto de la cavitación sobre el proceso de mezcla, a través de la fracción de calor liberado*, a partir de los cuales se ha analizado ahora la información correspondiente a la emisión final de hollín, la cual es un balance entre el proceso de formación y el de oxidación de hollín. Se han comparado casos tanto de la tobera cónica como de la tobera cilíndrica, en donde se tenía un mismo final de combustión, asegurando de esta manera el tener un proceso de oxidación equivalente, permitiendo comprobar qué ocurre con el proceso de

formación. De la caracterización del proceso de formación de hollín a partir de medir la emisión final de hollín, se han extraído las siguientes conclusiones:

- Al relacionar el proceso de formación de hollín de la tobera cónica con el de la tobera cilíndrica, se ha observado que esta última produce más formación de hollín.
- Al analizar los resultados de la tobera cilíndrica en los que se ha inyectado la misma masa de combustible, se ha encontrado que conforme aumenta la intensidad de cavitación la formación de hollín se reduce.

Estas conclusiones son coherentes con las que se han obtenido al *Estudiar el efecto de la cavitación sobre el proceso de formación de hollín a partir de medir la radiación de las partículas de hollín*, con lo que se le da fiabilidad a los resultados que se han obtenido en el estudio antes citado.

Llegados hasta aquí, cabe preguntarse si con el conocimiento adquirido se es capaz de responder a la pregunta que motivó a la realización de la presente tesis doctoral. Con el propósito de averiguar si se es capaz de responder a esta pregunta, al lado derecho de la figura 8.1 se muestran nuevamente los resultados que ya han sido presentados en § 7.2.1.3, los cuales ya han sido comentados previamente. No obstante se puede mencionar que en esta figura se puede observar a través de la tendencia formada entre los resultados de las dos toberas cilíndricas (toberas de gran diámetro efectivo) que en estas toberas se tiende a producir menos hollín en comparación al que se genera en la tobera cónica (tobera de menor diámetro efectivo) cuando el diámetro efectivo es similar en ambas toberas (en cuyo caso el diámetro geométrico de la tobera cilíndrica sería mayor). Teniendo presente por un lado, el nuevo conocimiento, y por otro lado, la dificultad para fabricar esa tobera de diámetro pequeño, que no genera hollín, al lado izquierdo de la figura 8.1 se representa el resultado alcanzado por Pickett y Siebers [1], para toberas cónicas. A partir del cual se puede observar que al ir reduciendo el d_o baja la relación de la incandescencia de hollín y el caudal másico (la cual es similar a la definición del parámetro SY), hasta un diámetro a partir del cual ya no se forma hollín. Este resultado guarda un paralelismo con los resultados encontrados en las toberas cilíndricas (ver lado derecho de la figura 8.1). Con el fin de interpretar mejor los resultados representados en la citada figura, se ilustran nuevamente de manera ilustrativa en la figura 8.2. Adicionalmente en esta misma figura se representan los resultados que se tendrían en la tobera cilíndrica al considerar su d_o (teniendo presente que al cavitarse el d_{eff} es menor al d_o).

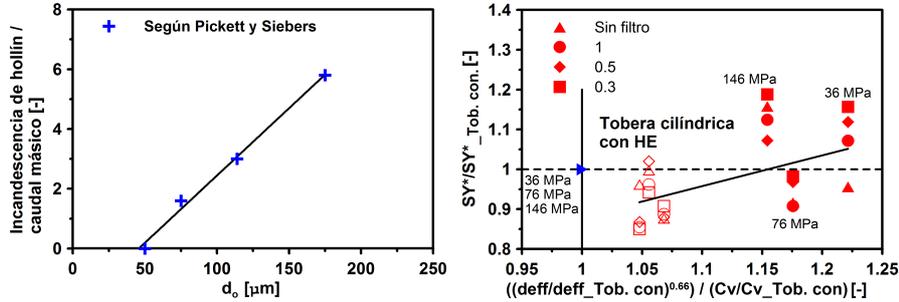


Figura 8.1: A la derecha se representa la figura que ya ha sido presentada en 7.2.1.3. Mientras que a la izquierda se ilustra la evolución de la relación incandescencia de hollín y caudal másico en función del diámetro geométrico.

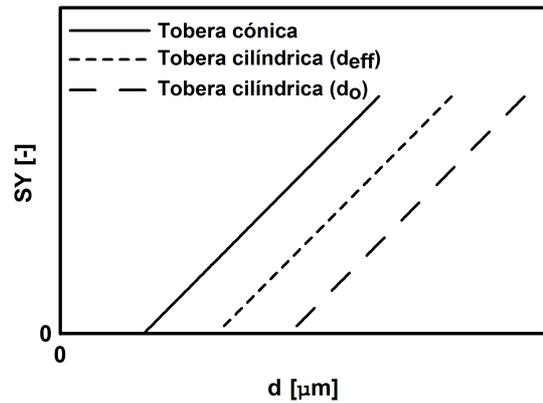


Figura 8.2: Representación ilustrativa de los resultados que ya han sido presentados al lado derecho de la figura 8.1.

A partir de la figura 8.2 se deduce que el d_o umbral para la formación de hollín se espera que sea mucho mayor para el caso de una tobera cilíndrica, por lo que se responde afirmativamente a la pregunta inicialmente planteada.

Por tanto para la reducción de la formación de hollín, en lugar de utilizar toberas de tamaño de orificio pequeño, se propone utilizar toberas cilíndricas de tamaño de orificio más grande (en condiciones cavitantes), logrando así solucionar los problemas que presentan las toberas de tamaño pequeño (es decir, obstrucción del orificio consecuencia del ensuciamiento y el elevado coste de fabricación).

8.3. **Desarrollos futuros**

Como se ha podido ver en la presente tesis doctoral se han estudiado con profundidad los efectos de la cavitación en toberas de inyección diesel sobre el proceso de inyección y el de formación de hollín. A continuación se proponen algunas vías para continuar y completar la presente investigación:

- Dada la importancia que tiene la velocidad efectiva de inyección sobre el proceso de mezcla y esta última sobre el proceso de combustión, sería de interés en primer lugar, confirmar que en la tobera cilíndrica tipo VCO en condiciones cavitantes se alcanza una mayor velocidad efectiva de inyección en comparación a la que se tiene en la tobera cónica. Y en segundo lugar, entender las razones que justifican esta constatación experimental. El interés que tiene este punto es que el comportamiento que presenta este tipo de toberas podría ser una vía para mejorar el proceso de mezcla y por consiguiente el proceso de combustión.
- Teniendo en cuenta, por un lado, que habitualmente las toberas mono-orificio son utilizadas en la investigación, dado que en éstas se tiene un mayor control del experimento, y, por otro lado, que habitualmente los resultados que se obtienen en estas toberas son extrapolados a toberas multi-orificio, valdría la pena entender las razones del por qué se tiene un comportamiento diferente en el flujo entre las toberas mono-orificio y multi-orificio.
- Debido a la dificultad que se ha tenido para caracterizar la longitud de lift-off por el hecho de haber trabajado con toberas de tres orificios (toberas cercanas a las reales), se propone aprovechar la metodología que se ha presentado en la presente tesis doctoral para caracterizar tanto la longitud de lift-off como del proceso de formación de hollín, pero ahora empleando toberas mono-orificio⁴⁸, y así de esta manera validar la hipótesis de que la cavitación provoca un aumento adicional de la longitud de lift-off. Como ya se ha comentado previamente, ese incremento en la longitud de lift-off puede ser debido al incremento de la energía cinética turbulenta del flujo, el cual se refleja en una estabilización de la longitud de lift-off a más distancia de la sección de salida del orificio de la tobera. Y con los resultados que se obtengan del proceso de formación de hollín, se podrá confirmar el potencial del fenómeno de la cavitación sobre el antes citado proceso de formación de hollín.

⁴⁸Dado que como se mencionó en el párrafo anterior en estas toberas se puede tener un mayor control del experimento.

Bibliografía

- [1] Pickett L. M. y Siebers D. L. “Orifice diameter effects on diesel fuel jet flame structure”. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 127, pp. 187–196, 2005.

Bibliografía

- [1] *Fluent. (1998). FLUENT 5 User's guide. Fluent incorporated. Aparece en: Cap.4*–[24].
- [2] *OpenFOAM. OpenFOAM; 2010. Web site: <http://www.openfoam.com>. Aparece en: Cap.5*–[11].
- [3] Andriotis A. y Gavaises M. “Influence of vortex flow and cavitation on near-nozzle diesel spray dispersion angle”. *Atomization and Sprays*, Vol. 19-3, pp. 247–261, 2009. **Aparece en: Cap.2**–[68].
- [4] Arai M., Shimizu M. y Hiroyasu H. “Similarity between the breakup lengths of a high speed liquid jet in atmospheric and pressurized conditions”. In *CLASS-91, Gaithersburg, Maryland*, 1991. **Aparece en: Cap.2**–[65].
- [5] Arcoumanis C., Flora H., Gavaises M. y Kampanis N. “Investigation of cavitation in a vertical multi-hole injector”. *SAE paper 1999-01-0524*, 1999. **Aparece en: Cap.5**–[4], **Cap.7**–[7].
- [6] Arcoumanis C. y Gavaises M. “Modeling of advanced high-pressure fuel injection systems for passenger car diesel engines”. *SAE Paper 1999-01-0910*, 1999. **Aparece en: Cap.5**–[23].
- [7] Armas O. *Diagnóstico experimental del proceso de combustión en motores diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998. **Aparece en: Cap.4**–[19].
- [8] Arrègle J., López J. J., García J. M. y Fenollosa C. “Development of a zero-dimensional diesel combustion model. Part1: Analysis of the quasi-steady diffusion combustion phase”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 23, pp. 1301–1317, 2003. **Aparece en: Cap.6**–[6].

- [9] Arrègle J., López J. J., Guardiola C. y Monin C. “Sensitivity study of a NOx estimation model for on-board applications”. *SAE Paper 2008-01-0640*, 2008. **Aparece en: Cap.4**–[10].
- [10] Arrègle J., Pastor J. V., López J. J. y García A. “Insights on postinjection-associated soot emission in direct injection diesel engines”. *Combustion and Flame*, Vol. 154, pp. 448–461, 2008. **Aparece en: Cap.1**–[1].
- [11] Becchi G. A. “Analytical simulation of fuel injection in diesel engines”. *SAE Paper 710568*, 1971. **Aparece en: Cap.5**–[25].
- [12] Bergwerk W. “Flow pattern in Diesel nozzle spray holes”. *Proc. Inst. Mech. Engrs*, Vol. 173, N° 25, 1959. **Aparece en: Cap.2**–[48], **Cap.3**–[1].
- [13] 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**–[21].
- [14] Bosch W. “The fuel rate indicator: A new instrument for display of the characteristics of individual injection”. *SAE Paper 660749*, 1966. **Aparece en: Cap.4**–[1].
- [15] Chaves H., Knapp M. y Kubitzek A. “Experimental study of cavitation in the nozzle hole of diesel injectors using transparent nozzles”. *SAE paper 950290*, 1995. **Aparece en: Cap.2**–[60].
- [16] Chehroudi, B., Chen S., Bracco F. y Onuma Y. “On the intact core of full-cone sprays”. *SAE Paper 850126*, 1985. **Aparece en: Cap.6**–[10].
- [17] Chiu W. S., Shaded S. M. y Lyn W. T. “A transient spray mixing model for diesel combustion”. *SAE Paper 760128*, 1976. **Aparece en: Cap.2**–[35].
- [18] Christian R., Knopf F., Jasmek A. y Schindler W. “A new method for filter smoke number measurement with improved sensitivity”. *MTZ Motortecnische Zeitschrift*, Vol. 54, pp. 16–22, 1993. **Aparece en: Cap.4**–[14].
- [19] Correas D. *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoterma*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998. **Aparece en: Cap.6**–[9].

- [20] 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 Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2011. **Aparece en: Cap.2**–[6], **Cap.4**–[4].
- [21] Dec J. E. “A Conceptual Model of DI Diesel Combustion Based on Laser-Sheet Imaging”. *SAE paper 970873*, 1997. **Aparece en: Cap.2**–[38], **Cap.3**–[6], **Cap.7**–[11].
- [22] Delacourt E., Desmet B. y Besson B. “Characterization of very high pressure diesel sprays using digital imaging techniques”. *Fuel*, Vol. 84, pp. 859–867, 2005. **Aparece en: Cap.2**–[26], **Cap.6**–[5].
- [23] Dent J. “A basis for comparasion of various experimental methods for studying spray penetration”. *SAE Paper 710571*, 1971. **Aparece en: Cap.2**–[28].
- [24] Desantes J. M., Arrègle J., López J. J. y Cronhjort A. “Scaling laws for free turbulent gas jets and diesel-like sprays”. *Atomization and Sprays*, Vol. 16, pp. 443–473, 2006. **Aparece en: Cap.6**–[7].
- [25] Desantes J. M., Arrègle J. y Rodríguez P. J. “Computational model for simulation of diesel injection system”. *SAE Paper 1999-01-0915*, 1999. **Aparece en: Cap.5**–[27].
- [26] Desantes J. M., López J. J., García J. M. y Pastor J. M. “Evaporative diesel spray modeling”. *Atomization and Sprays*, Vol. 17, pp. 193–231, 2007. **Aparece en: Cap.6**–[2].
- [27] Desantes J. M., Pastor J. V., Payri R. y Pastor J. M. “Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part II: Evaporative conditions”. *Atomization and Sprays*, Vol. 15, pp. 517–543, 2005. **Aparece en: Cap.2**–[25], **Cap.6**–[4].
- [28] Desantes J. M., Payri R., Salvador F. y Soare V. “Study of the influence of geometrical and injection parameters on diesel sprays characteristics in isothermal conditions”. *SAE Paper 2005-01-0913*, 2005. **Aparece en: Cap.2**–[30].
- [29] Desantes J. M., Payri R., Salvador F. J. y Gimeno J. “Measurements of spray momentum for the study of cavitation in diesel injection nozzles”. *SAE paper 2003-01-0703*, 2003. **Aparece en: Cap.2**–[57].

- [30] Desantes J.M., Arrègle J., López J.J. y Hermens S. “Experimental characterization of outlet flow for different diesel nozzle geometries”. *SAE Paper 2005-01-2120*, 2005. **Aparece en: Cap.2**–[56].
- [31] Dongiovanni C. y Coppo M. “Accurate Modelling of an Injector for Common Rail Systems”. In *Fuel injection*. Sciyo, 2010. **Aparece en: Cap.5**–[28].
- [32] Dumouchel C. “On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams”. *Experiments in Fluids*, Vol. 45, pp. 371–422, 2008. **Aparece en: Cap.2**–[8].
- [33] Faeth G. M. “Current status of droplet and liquid combustion”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 3, pp. 191–224, 1977. **Aparece en: Cap.2**–[36].
- [34] Fenimore C. P. y Jones G. W. “Coagulation of soot to smoke in hydrocarbon flames”. *Combustion and Flame*, Vol. 13, pp. 303–310, 1969. **Aparece en: Cap.2**–[45].
- [35] Fenollosa C. *Aportación a la descripción fenomenológica del proceso de combustión por difusión diesel*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003. **Aparece en: Cap.2**–[41], **Cap.7**–[6].
- [36] Fimml W., Chmela F. G., Pirker G. y Wimmer A. “Influence of cavitation in the injection nozzle on combustion in diesel engines”. *International Journal of Engine Research*, Vol. 11, pp. 375–390, 2010. **Aparece en: Cap.2**–[72], **Cap.3**–[4].
- [37] Flynn P., Durrett R., Hunter G., zur Loye A. y otros. “Diesel Combustion: An Integrated View Combining Laser Diagnostic, Chemical Kinetics and Empirical Validation”. *SAE Paper 1999-01-0509*, 1999. **Aparece en: Cap.2**–[39].
- [38] García A. *Estudio de los efectos del uso de la post inyección en el proceso de combustión y de formación de hollín*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2009. **Aparece en: Cap.2**–[42], **Cap.7**–[10].
- [39] García J. M. *Aportaciones al estudio del proceso de combustión turbulenta de chorros en motores diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2004. **Aparece en: Cap.2**–[40], **Cap.4**–[17], **Cap.6**–[1], **Cap.7**–[5].

- [40] Gimeno J. *Desarrollo y aplicación de la medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro diesel*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2008. **Aparece en: Cap.2**–[4], **Cap.4**–[5], **Cap.5**–[1].
- [41] González C. A. *Estudio de la influencia de la geometría de la tobera de inyección en la combustión y emisión de contaminantes de un motor diesel*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005. **Aparece en: Cap.2**–[70].
- [42] Han J-S., Lu P-H., Xie X-B., Lai M-C. y Henein N. A. “Investigation of diesel spray primary break-up and development for different nozzle geometries”. *SAE Paper 2002-01-2775*, 2002. **Aparece en: Cap.5**–[6].
- [43] Hay P. y Jones P. “Comparasion of the various correlations for spray penetration”. *SAE Paper 720776*, 1972. **Aparece en: Cap.2**–[27].
- [44] He L. y Ruiz F. “Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization”. *Atomization and Sprays*, Vol. 5, pp. 569–584, 1995. **Aparece en: Cap.2**–[62], **Cap.7**–[8].
- [45] Hermens S. *Influencia de la geometría de las toberas de inyección diesel sobre el proceso de inyección y de combustión*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2007. **Aparece en: Cap.2**–[69].
- [46] Heywood J. B. *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering, 1988. **Aparece en: Cap.2**–[33].
- [47] Hiroyasu H. “Spay breakup mechanism from the hole-type nozzle and its applications”. *Atomization and Sprays*, Vol. 10, pp. 511–527, 2000. **Aparece en: Cap.2**–[9].
- [48] Hiroyasu H. y Arai M. “Structures of fuel spray in Diesel engines”. *SAE Paper 900475*, 1990. **Aparece en: Cap.2**–[24].
- [49] Hiroyasu H., Arai M. y Shimizu M. “Break-up length of a liquid jet and internal flow in a nozzle”. In *ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, July*, 1991. **Aparece en: Cap.2**–[64].
- [50] Hottel H. C. y Broughton F. P. “Determination of true temperature and total radiation from luminous gas”. *Industrial and Engineering Chemistry*, Vol. 4, pp. 166–175, 1932. **Aparece en: Cap.4**–[18].

- [51] Imagine. *Lab AMESim v.8, User's Manual*. LMS Imagine, 2010. **Aparece en: Cap.5**–[29].
- [52] Kamimoto T. y Bea M. H. “High temperature for the reduction of particulate in diesel engines”. *SAE Paper 880423*, 1988. **Aparece en: Cap.2**–[37].
- [53] Kampmann S., Dittus B., Mattes P. y Kirner M. “The influence of hydro grinding at VCO nozzles on the mixture preparation in a D.I. diesel engine”. *SAE transactions*, 105, Vol. 3, pp. 1329–1339, 1996. **Aparece en: Cap.2**–[22].
- [54] Kent, J. C. y Brown G. M. “Nozzle exit flow characteristics for square-edged and rounded inlet geometries”. *Combustion Science and Technology*, Vol. 30, pp. 121–132, 1983. **Aparece en: Cap.6**–[8].
- [55] Khatamnezhad H., Khalilarya S., Jafarmadar S., Nemati A. y Jafari B. “The influence of cavitation phenomenon in a diesel injector on the spray characteristics and combustion process of a DI Diesel Engine”. *Australian Journal of Basic and Applied Sciences*, Vol. 5(6), pp. 538–555, 2011. **Aparece en: Cap.2**–[71].
- [56] Kärholm F.P. *Numerical modelling of diesel spray injection, turbulence interaction and combustion*. Tesis Doctoral, Chalmers Institute of Technology, Göteborg (Sweeden), 2008. **Aparece en: Cap.5**–[12].
- [57] Kuensberg C., Kong S. C. y Reitz R. D. “Modeling the effects of injector nozzle geometry on diesel sprays”. *SAE paper 1999-01-0912*, 1999. **Aparece en: Cap.2**–[53].
- [58] Lapuerta M., Armas O. y Hernández J. “Diagnostic of D. I. diesel combustion from in-cylinder pressure signal by estimation of mean thermodynamic properties of the gas”. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 19, pp. 513–529, 1999. **Aparece en: Cap.4**–[20].
- [59] Lefèbvre A. H. *Atomization and sprays*. Hemisphere Pub. Corp. in New York, 1989. **Aparece en: Cap.2**–[13].
- [60] López J. J. *Estudio teórico-experimental del chorro libre diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003. **Aparece en: Cap.4**–[27], **Cap.7**–[13].

- [61] López J. J., García-Oliver J. M., Martín J., Chemisky J. y Bouet A. “A soot radiation model for diesel sprays”. *SAE Paper 2012-01-1069*, 2012. **Aparece en: Cap.7**–[2].
- [62] Macián V., Bermúdez V., Payri R. y Gimeno J. “New technique for determination of internal geometry of diesel nozzle with the use of silica methodology”. *Experimental Techniques*, Vol. 27, pp. 39–43, 2003. **Aparece en: Cap.2**–[7].
- [63] Magnussen B. y Hjertager B. “On mathematical modelling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion”. In *Sixteenth Symposium (International) on Combustion*, 1976. **Aparece en: Cap.4**–[26].
- [64] Margot X., Hoyas S., Fajardo P. y Patouna S. “CFD study of needle motion influence on the spray conditions of single-hole injectors”. In *ILASS-Europe*, 2010. **Aparece en: Cap.5**–[8].
- [65] Margot X., Hoyas S., Fajardo P. y Patouna S. “CFD study of needle motion influence on the exit flow conditions of single-hole injectors”. *Atomization and Sprays*, Vol. 21, pp. 31–40, 2011. **Aparece en: Cap.5**–[22].
- [66] Margot X., Hoyas S., Gil A. y Patouna S. “Numerical Modelling of Cavitation: Validation and Parametric Studies”. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, Vol. 6, pp. 15–24, 2012. **Aparece en: Cap.5**–[21].
- [67] Martín J. *Aportación al diagnóstico de la combustión en motores Diesel de inyección directa*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2007. **Aparece en: Cap.4**–[9].
- [68] Martínez S. *Desarrollo de una instalación experimental para el estudio de chorros diesel evaporados en atmósfera inerte y reactiva*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003. **Aparece en: Cap.4**–[6].
- [69] McCarthy M. J. y Molloy N. A. “Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design”. *The Chemical Engineering Journal*, Vol. 7, pp. 1–20, 1974. **Aparece en: Cap.2**–[14].

- [70] Molina S. A. *Estudio de la influencia de los parámetros de inyección y la recirculación de gases de escape sobre el proceso de combustión, las prestaciones y las emisiones de un motor diesel de 1.8 litros de cilindrada*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003. **Aparece en: Cap.2**–[32], **Cap.4**–[11], **Cap.7**–[12].
- [71] Monin C. *Caracterización del proceso de formación de hollín en una llama de difusión diesel de baja temperatura*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2009. **Aparece en: Cap.1**–[8], **Cap.4**–[8], **Cap.7**–[1].
- [72] Naber J. D. y Siebers D. L. “Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays”. *SAE Paper 960034*, 1996. **Aparece en: Cap.2**–[10], **Cap.6**–[3].
- [73] Nagle J. y Strickland-Constable R. F. “Oxidation of carbon between 1000 and 2000 C”. *Proceeding of the fifth conference on carbon*, Vol. 1, pp. 265–325, 1962. **Aparece en: Cap.2**–[44].
- [74] Nakayama Y. y Boucher R.F. *Introduction to fluid mechanics*. Butterworth/Heinemann, 1999. **Aparece en: Cap.5**–[16].
- [75] Nurick W. H. “Orifice cavitation and its effects on spray mixing”. *Journal of fluids engineering*, Vol. 98, pp. 681–687, 1976. **Aparece en: Cap.2**–[49], **Cap.3**–[2], **Cap.5**–[9].
- [76] Pastor J. V., Arrègle J. y Palomares A. “Diesel spray images segmentation using a likelihood ratio test”. *Applied Optics*, Vol. 40, No. 17, pp. 2876–2885, 2001. **Aparece en: Cap.4**–[16].
- [77] Pastor J. V., Payri R., García-Oliver J. M. y Briceño F. J. “Analysis of transient liquid and vapor phase penetration for diesel sprays under variable injection conditions”. *Atomization and Sprays*, Vol. 21, No. 6, pp. 503–520, 2011. **Aparece en: Cap.4**–[15].
- [78] Payri F., Armas O., Desantes J. M. y Leiva A. “Modelo termodinámico para el diagnóstico experimental del proceso de combustión en motores diesel de inyección directa (ID)”. *Proc. III Congreso Iberoamericano de Ingeniería Mecánica. La Habana, Cuba*, 1997. **Aparece en: Cap.4**–[7].
- [79] Payri F., Margot X., Patouna S., Ravet F. y Funk M. “A CFD study of the effect of the needle movement on the cavitation pattern of diesel injectors”. *SAE Paper 2009-24-0025*, 2009. **Aparece en: Cap.5**–[20].

- [80] Payri F., Molina S., Martín J. y Armas O. “Influence of measurement errors and estimated parameters on combustion diagnosis”. *Applied thermal Engineering*, Vol. 26, pp. 226–236, 2006. **Aparece en: Cap.4**–[21].
- [81] Payri F., Payri R., Salvador F.J. y Martínez-López J. “A contribution to the understanding of cavitation effects in Diesel injector nozzles through a combined experimental and computational investigation”. *Computers and Fluids*, Vol. 58, pp. 88–101, 2012. **Aparece en: Cap.2**–[54].
- [82] Payri R., Climent H., Salvador F. y Favennec A. G. “Diesel injection system modelling. Methodology and application for a first generation common rail system”. *Journal of Automobile Engineering*, Vol. 218, pp. 81–91, 2004. **Aparece en: Cap.2**–[2].
- [83] Payri R., García J. M., Salvador F. J. y Gimeno J. “Using spray momentum flux measurement to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics,”. *Fuel*, Vol. 84, pp. 551–561, 2005. **Aparece en: Cap.2**–[59], **Cap.5**–[2].
- [84] Payri R., Molina S., Salvador F. J. y Gimeno J. “A study of the relation between nozzle geometry, internal flow and sprays characteristics in diesel fuel injection systems”. *KSME International Journal*, Vol. 18, No. 7, pp. 1222–1235, 2004. **Aparece en: Cap.2**–[67].
- [85] Payri R., Salvador F., Gimeno J. y Bracho G. “A new methodology for correcting the signal cumulative phenomenon on injection rate measurement”. *Experimental Techniques*, Vol. 32, pp. 46–49, 2008. **Aparece en: Cap.4**–[3].
- [86] Payri R., Salvador F. J., Gimeno J. y de la Morena J. “Macroscopic Behavior of diesel sprays in the near-nozzle field”. *SAE Paper 2008-01-0929*, 2008. **Aparece en: Cap.2**–[31].
- [87] Payri R., Salvador F. J., Gimeno J. y de la Morena J. “Study of cavitation phenomena based on a technique in a liquid pressurized chamber,”. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 30, pp. 768–777, 2009. **Aparece en: Cap.2**–[55].
- [88] Payri R., Salvador F. J., Gimeno J. y Zapata L. D. “Diesel nozzle geometry influence on spray liquid-phase fuel penetration in evaporative conditions,”. *Fuel*, Vol. 87, pp. 1165–1176, 2008. **Aparece en: Cap.2**–[61], **Cap.5**–[3].

- [89] Payri R., Tormos B., Gimeno J. y Bracho G. “The potential of Large Eddy Simulation (LES) code for the modeling of flow in diesel injectors”. *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 52, pp. 1151–1160, 2010. **Aparece en: Cap.5**–[14].
- [90] Payri R., Tormos B., Salvador F. y Plazas A. H. “Using one-dimensional modelling to analyse the influence of diesel nozzle geometry in the injection rate characteristics”. *International Journal of Vehicle Design*, Vol. 39, pp. 58–78, 2005. **Aparece en: Cap.2**–[3].
- [91] Pickett L. M. y Siebers D. L. “An investigation of diesel soot formation processes using micro-orifices”. *Proceeding of the Combustion Institute*, Vol. 29, pp. 655–662, 2002. **Aparece en: Cap.1**–[4].
- [92] Pickett L. M. y Siebers D. L. “Soot in diesel fuel jets: effects of ambient temperature, ambient density, and injection pressure”. *Combustion and Flame*, Vol. 138, pp. 114–135, 2004. **Aparece en: Cap.1**–[3], **Cap.7**–[4].
- [93] Pickett L. M. y Siebers D. L. “Orifice diameter effects on diesel fuel jet flame structure”. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 127, pp. 187–196, 2005. **Aparece en: Cap.1**–[7], **Cap.8**–[1].
- [94] Plazas A. H. *Modelado unidimensional de inyectoros common-rail diesel*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005. **Aparece en: Cap.2**–[5], **Cap.4**–[2].
- [95] Plint M. y Martyr A. “Engine testing theory and practice”. *Society of Automotive Engineers, Inc.*, 1999. **Aparece en: Cap.4**–[12].
- [96] Ranz W. E. “Some experiments on orifice sprays”. *Canadian Journal of Chemistry*, Vol. 175, 1958. **Aparece en: Cap.2**–[23].
- [97] Rayleigh Lord. “On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity”. *Philosophical Magazine*, Vol. 34, pp. 94–98, 1917. **Aparece en: Cap.5**–[19].
- [98] Reitz R. y Bracco F. “Mechanism of atomization of a liquid jet”. *Physics of Fluids*, Vol. 25, pp. 1730, 1982. **Aparece en: Cap.2**–[11].
- [99] Reitz R. y Bracco F. “Mechanism of breakup of round liquid jets”. *Encyclopedia of Fluids Mechanics, Gulf publishing*, Vol. 3, 1994. **Aparece en: Cap.2**–[18].
- [100] Reitz R. y Diwakar R. “Effect of drop breakup on fuel sprays”. *SAE Paper 860469*, 1986. **Aparece en: Cap.2**–[19].

- [101] Reitz R. y Diwakar R. “Structure of high-pressure fuel sprays”. *SAE Paper 870598*, 1987. **Aparece en: Cap.2**–[20].
- [102] Ruiz F. “A few useful relations for cavitating orifices”. In *Proceedings of International Conference on Liquid Atomization and Sprays Systems. ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, 15-18 July, 595–602*, 1991. **Aparece en: Cap.2**–[17].
- [103] Salvador F. J. *Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003. **Aparece en: Cap.2**–[1].
- [104] Salvador F. J., Romero J., Roselló M. y Martínez-López J. “Validation of a code for modelling phenomena in Diesel injector nozzles”. *Mathematical and Computer Modelling*, Vol. 52, pp. 1123–1132, 2010. **Aparece en: Cap.5**–[13].
- [105] Salvador F.J., Hoyas S., Novella R. y Martínez-López J. “Numerical simulation and extended validation of two-phase compressible flow in diesel injector nozzles”. *Proc. IMechE Part D: J. Automobile Engineering*, Vol. 225, pp. 545–563, 2010. **Aparece en: Cap.2**–[58].
- [106] Schmidt D. P. y Corradini M. L. “Analytical prediction of the exit flow of cavitating orifices”. *Atomization and Sprays*, Vol. 7, N° 6, pp. 603–616, 1997. **Aparece en: Cap.2**–[52], **Cap.3**–[3], **Cap.5**–[10].
- [107] Schmidt D. P. y Corradini M. L. “The internal flow of diesel fuel injector nozzles: a review.”. *International Journal of Engine Research*, Vol. 2, No. 1, 2001. **Aparece en: Cap.2**–[51].
- [108] Schmidt D. P., Rutland C. J. y Corradini M. L. “A numerical study of cavitating flow through various nozzle shapes”. *SAE Paper 971597*, 1997. **Aparece en: Cap.2**–[50].
- [109] Schmidt D.P, Rutland C.J. y Corradini M.L. “A fully compressible two-dimensional model of high speed cavitating nozzles”. *Atomization and Sprays*, Vol. 9, pp. 255–276, 1999. **Aparece en: Cap.2**–[63].
- [110] Schweitzer P. H. “Mechanism of disintegration of liquid jets”. *Journal of Applied Physics*, Vol. 8, pp. 513–521, 1937. **Aparece en: Cap.2**–[15].

- [111] Siebers D. y Higgins B. “Flame lift-off on direct-injection diesel sprays under quiescent conditions”. *SAE paper 2001-01-0530*, 2001. **Aparece en: Cap.1**–[5], **Cap.2**–[46].
- [112] Siebers D. y Higgins B. “Flame lift-off on direct-injection diesel fuel jets: Oxygen concentration effects”. *SAE Paper 2002-01-0890*, 2002. **Aparece en: Cap.2**–[47].
- [113] Silvis W. M. “An algorithm for calculating the air/fuel ratio from exhaust emissions”. *SAE Paper 9705144*, 1997. **Aparece en: Cap.4**–[13].
- [114] Sirignano W. y Mehring C. “Review of theory of distortion and disintegration of liquid streams”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 26, pp. 609–655, 2000. **Aparece en: Cap.2**–[12].
- [115] Smith W. J. y Timoney D. J. “Fuel injection rate analysis - A new diagnostic tool for combustion research”. *SAE Paper 922224*, 1992. **Aparece en: Cap.5**–[26].
- [116] Som S., Aggarwal S. K., El-Hannouny E. M. y Longman D. E. “Investigation of nozzle flow and cavitation characteristics in a diesel injector”. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 132, pp. 2802–2814, 2010. **Aparece en: Cap.5**–[18].
- [117] Som S., Ramirez A. I., Longman D. E. y Aggarwal S. K. “Effect of nozzle orifice geometry on spray, combustion, and emission characteristics under diesel engine conditions”. *Fuel*, Vol. 90, No. 3, pp. 1267–1276, 2011. **Aparece en: Cap.2**–[73], **Cap.3**–[5], **Cap.7**–[9].
- [118] Soteriou C., Andrews R. y Smith M. “Direct injection Diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization”. *SAE Paper 950080*, 1995. **Aparece en: Cap.2**–[66], **Cap.5**–[5].
- [119] Soteriou C., Andrews R. y Smith M. “Further studies of cavitation and atomization in diesel injection”. *SAE Paper 1999-01-1486*, 1999. **Aparece en: Cap.5**–[17].
- [120] Sterling A. y Sleicher C. “The instability of capillary jets”. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 68, pp. 477–495, 1975. **Aparece en: Cap.2**–[16].
- [121] Taylor C. F. *The internal Combustion Engine in Theory and Practice*. The MIT. Press, 1994. **Aparece en: Cap.2**–[34].

- [122] Thurnheer T., Edenhauser D., Soltic P., Schreiber D., Kirchen P. y Sankowski A. “Experimental investigation on different injection strategies in a heavy-duty diesel engine: emissions and loss analysis”. *Energy Conversion and Management*, Vol. 52, pp. 457–467, 2011. **Aparece en: Cap.1–[2]**.
- [123] Tinaut F. *Contribución al estudio del proceso de combustión en motores de encendido por compresión de inyección directa*. Tesis Doctoral, E. T. S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1986. **Aparece en: Cap.4–[22]**.
- [124] Tree D. R. y Svensson K. I. “Soot processes in compression ignition engines”. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 33, pp. 272–309, 2007. **Aparece en: Cap.1–[6], Cap.2–[43], Cap.7–[3]**.
- [125] Versteeg H. y Malalasekera W. *An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method*. Prentice Hall, 1995. **Aparece en: Cap.4–[25], Cap.5–[15]**.
- [126] Wakuri Y., Fujii M., Amitani T. y Tsuneya R. “Studies of the penetration of a fuel spray in a Diesel engine”. *Bull. JSME*, Vol. 3, pp. 123–130, 1960. **Aparece en: Cap.2–[29]**.
- [127] Woschni G. “A universally applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in the internal combustion engine”. *SAE Paper 670931*, 1967. **Aparece en: Cap.4–[23]**.
- [128] Xu M. y Hiroyasu H. “Development of new optical technique for measuring diesel spray penetration”. *SAE Paper 902077*, 1990. **Aparece en: Cap.5–[7]**.
- [129] Yamanishi M. “Application of a computer model to various specifications of fuel injection systems for diesel engines”. *JSME International Journal Series B*, Vol. 46, pp. 326–331, 2004. **Aparece en: Cap.5–[24]**.