

TESIS DOCTORAL

DESARROLLO Y APLICACIÓN DE LA MEDIDA DEL
FLUJO DE CANTIDAD DE MOVIMIENTO DE UN
CHORRO DIESEL

presentada por

JAIME GIMENO GARCÍA

en el

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

Para la obtención del grado de

DOCTOR INGENIERO INDUSTRIAL

Valencia, 11 de Junio de 2008

TESIS DOCTORAL

DESARROLLO Y APLICACIÓN DE LA MEDIDA DEL
FLUJO DE CANTIDAD DE MOVIMIENTO DE UN
CHORRO DIESEL

Realizada por: D. Jaime Gimeno García
Dirigida por: Dr. D. Raúl Payri Marín

TRIBUNAL CALIFICADOR:

Presidente: Dr. D. José María Desantes Fernández
Secretario: Dr. D. Jesús Benajes Calvo
Vocales: Dr. D. Andrés Melgar Bachiller
Dr. D. Pedro Acisclo Rodríguez Aumente
Dr. D. Magín Lapuerta Amigó

Vocales suplentes:

Dr. D. Francisco Tinaut Fluixá
Dr. D. Juan José Hernández Adrover

Valencia, 11 de Junio de 2008

Resumen

El objetivo del sistema de inyección en los motores Diesel es la formación de una mezcla aire-combustible de calidad, de manera que se logre una combustión eficiente a la vez que se minimicen las emisiones contaminantes. Dentro de los parámetros que controlan el proceso de inyección y la formación del chorro, el flujo de cantidad de movimiento se presenta como uno de los más importantes. Parámetros del chorro tan importantes como penetración, ángulo o aire englobado dependen en gran medida de él. Además, desde el punto de vista del flujo interno en la tobera de inyección, la medida de este parámetro aporta mucha más información que simplemente medir el flujo másico, ya que utilizando estas dos medidas, es posible obtener parámetros tan importantes como la velocidad de salida o la sección de paso efectiva. Sin embargo, pese a su demostrada utilidad, la medida del flujo de cantidad de movimiento ha sido muy poco utilizada hasta ahora, debido principalmente a las dificultades que entraña su medida.

Los objetivos alcanzados en esta tesis son básicamente dos. Primero, el desarrollo y puesta en marcha de un sistema para la medida del flujo de cantidad de movimiento, el cual está basado en la medida de la fuerza de impacto del chorro. Y segundo y más importante, la utilización de esta medida en el estudio experimental de los procesos de inyección, donde se ha mostrado como una herramienta muy útil a la hora de entender los fenómenos involucrados en el proceso de inyección. Fruto de este trabajo, se deducen importantes conclusiones acerca de la influencia de la geometría de los orificios y el fenómeno de cavitación sobre la inyección.

Resum

L'objectiu del sistema d'injecció als motors dièsel és la formació d'una mescla aire-combustible de qualitat, de manera que s'aconsegueixca una combustió eficient al mateix temps que es minimitzen les emissions contaminants. Dins dels paràmetres que controlen el procés d'injecció i la formació del raig, el flux de quantitat de moviment es presenta com un dels més importants. Paràmetres del raig tan importants com penetració, angle o aire englobat depenen en gran manera d'aquest. A més, des del punt de vista del flux intern en la tovera d'injecció, la mesura d'aquest paràmetre aporta molta més informació que simplement mesurar el flux màssic, ja que utilitzant aquestes dues mesures, és possible obtenir paràmetres tan importants com la velocitat d'eixida o la secció de pas efectiva. No obstant això, a pesar de la seua demostrada utilitat, la mesura del flux de quantitat de moviment ha sigut molt poc utilitzada fins ara, principalment a causa de les dificultats que n'entranya la mesura.

Els objectius aconseguits en aquesta tesi són bàsicament dos. Primer, el desenvolupament i la posada en marxa d'un sistema per a la mesura del flux de quantitat de moviment, el qual està basat en la mesura de la força d'impacte del raig. I segon i més important, la utilització d'aquesta mesura en l'estudi experimental dels processos d'injecció, on s'ha mostrat com una eina molt útil a l'hora d'entendre els fenòmens involucrats en el procés d'injecció. Fruit d'aquest treball, es dedueixen conclusions importants sobre la influència de la geometria dels orificis i el fenomen de cavitació sobre la injecció.

Abstract

The objective of the injection system in Diesel engines is the delivery of a high-quality air-fuel mixture, in such a way that an efficient combustion is achieved whilst minimising pollutant emissions. Among the different parameters that control the injection process and the formation of the fuel spray, momentum flux stands as one of the most important ones. Many important spray parameters depend to a large extent on it (e.g. penetration, angle and air entrainment). Furthermore, with respect to the injection nozzle internal flow study, the measurement of this parameter provides much more information than that obtained from simply measuring mass flow, since the use of these two measurements makes it possible to obtain such important parameters as exit velocity and effective flow section. However, and despite its proven usefulness, momentum flux measurement has not been widely used so far, mainly due to the difficulty in measuring it.

Basically, this thesis has met two different objectives. Firstly, the development and implementation of a momentum flux measurement system based on the measurement of the spray impact force. Secondly, and more important, the use of this measurement in the experimental study of injection processes, which has proved to be a very useful tool for understanding the different phenomena involved in the injection process. As a result of this research, some important conclusions are drawn about the influence of hole geometry and the phenomenon of cavitation on injection systems.

A Alicia

*A mis padres
y hermanos*

Quiero expresar mi más sincero agradecimiento a mi tutor y director Raúl Payri, por su inestimable labor de dirección, por su apoyo, y por la confianza depositada en mí (en ocasiones superior a la mía propia), la cual me ha permitido avanzar en la consecución de esta tesis.

Así mismo, agradecer a Francisco Payri y José María Desantes por la oportunidad brindada y la confianza depositada al permitirme formar parte del grupo CMT y por los medios facilitados para la consecución de esta Tesis Doctoral.

Quiero también hacer llegar mi gratitud a Javier Salvador, amigo y compañero de batallas, por su apoyo y sugerencias durante el tiempo de trabajo compartido. También me gustaría dar las gracias a José Enrique, por todo el apoyo técnico recibido, así como por tantos buenos momentos compartidos en el laboratorio de inyección.

Doy las gracias también a todo el personal del Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, y en especial a mis compañeros de trabajo de la línea de inyección, tanto a los que ya no están: Alejandro y Vlad, como a mis presentes compañeros: Gabriela, Julien y especialmente a Joaquín, por su ayuda en la corrección final del documento. También agradezco a los proyectandos que compartieron conmigo parte de su tiempo y trabajo, y a Dani por su aportación de conocimientos en mis comienzos en la línea de inyección.

Finalmente gracias a las personas que más quiero. A Alicia, por haber estado a mi lado en todo momento, porque con su compañía y amor las cosas malas se convierten en buenas y la tristeza se transforma en alegría. A mis padres y hermanos, así como al resto de mi familia, por su cariño y apoyo incondicional. Y como no, agradecer a todos mis amigos que me llenaban de ánimo con sus palabras de aliento.

Índice general

Índice general	I
Índice de figuras	V
Lista de símbolos	XI
1 Planteamiento de la tesis	1
1.1. Introducción	1
1.2. Antecedentes	2
1.3. Objetivos	3
1.4. Sobre esta tesis	4
Bibliografía	5
2 El proceso de inyección	7
2.1. Introducción	7
2.2. Sistemas de inyección Diesel	7
2.2.1. Tipos de sistemas de inyección directa	10
2.2.2. El sistema Common Rail	13
2.3. El flujo interno en toberas de inyección	18
2.3.1. Geometría de un orificio de inyección	18
2.3.2. Características del flujo	19
2.3.3. Pérdidas de carga	21
2.3.4. El coeficiente de descarga	24
2.3.5. El fenómeno de la cavitación	26
2.3.6. Influencia de la geometría sobre el flujo interno	34
2.4. El chorro de inyección	38

2.4.1.	Regímenes de atomización	39
2.4.2.	Mecanismos de atomización de un chorro Diesel	40
2.4.3.	Parámetros característicos de los chorros Diesel	42
2.5.	Conclusiones	48
	Bibliografía	50
3	La medida del flujo de cantidad de movimiento	59
3.1.	Introducción	59
3.2.	Definición de flujo de cantidad de movimiento de un chorro	59
3.3.	Utilidad de la medida del $fCdM$	61
3.3.1.	Velocidad y área efectivas	62
3.3.2.	Coeficientes de flujo	63
3.4.	Técnicas experimentales de medida del $fCdM$	65
3.4.1.	Medida del $fCdM$ total del chorro	65
3.4.2.	Medida de la distribución de cantidad de movimiento dentro de un chorro	67
3.4.3.	Comentarios sobre ambas técnicas	71
3.5.	Principio de medida del $fCdM$	72
3.6.	Conclusiones	74
	Bibliografía	74
4	Diseño de la maqueta de $fCdM$	77
4.1.	Introducción	77
4.2.	Captador de $fCdM$	78
4.2.1.	Requerimientos	78
4.2.2.	Alternativas	79
4.2.3.	Adaptación del sensor de presión para medir fuerza	82
4.2.4.	Solución adoptada	86
4.3.	Proceso de calibración del captador de $fCdM$	86
4.4.	Diseño de la maqueta de $fCdM$	88
4.4.1.	Posicionamiento del inyector	89
4.4.2.	Posicionamiento del captador de $fCdM$	93
4.4.3.	Sistema de presurización de la maqueta	94
4.4.4.	Otros elementos de la maqueta	94
4.5.	Sistema de medida de $fCdM$	96
4.6.	Conclusiones	97
4.A.	Anexo: Método alternativo de calibración del captador de $fCdM$	97
	Bibliografía	99
5	Señal de $fCdM$. Análisis y acondicionamiento	101

5.1.	Introducción	101
5.2.	La señal de $fCdM$	101
5.2.1.	Fuentes de fluctuaciones y ruido	102
5.2.2.	La señal promediada	104
5.3.	Efecto de acumulación de la señal de $fCdM$	105
5.3.1.	Consideraciones teóricas	106
5.3.2.	Comprobación	108
5.3.3.	Corrección del fenómeno de acumulación de la señal . . .	109
5.4.	Validación de la técnica de medida de $fCdM$	112
5.4.1.	Variación de la distancia entre el sensor y la salida del orificio	112
5.4.2.	Estudio frente a las variaciones de presión	113
5.4.3.	Influencia de la densidad	114
5.5.	Efectos transitorios en la señal	115
5.5.1.	Efecto de acumulación de cantidad de movimiento . . .	115
5.5.2.	Impacto del frente del chorro	116
5.6.	Conclusiones	117
	Bibliografía	118
6	Técnicas Experimentales	121
6.1.	Introducción	121
6.2.	Determinación de la geometría de toberas	121
6.2.1.	Parámetros geométricos característicos de una tobera . .	125
6.2.2.	Validación de la técnica	127
6.3.	Medida de tasa de inyección. Tasímetro	128
6.3.1.	Base teórica del tasímetro de tubo largo	130
6.3.2.	Ajuste de la integral	131
6.3.3.	Fenómeno de acumulación en la medida de flujo másico	131
6.4.	Maqueta de visualización de chorros de inyección	131
6.4.1.	Procesado de las imágenes	135
6.5.	Conclusiones	137
	Bibliografía	137
7	Estudio del flujo interno en toberas de inyección	139
7.1.	Introducción	139
7.2.	Influencia del diámetro del orificio	140
7.2.1.	Resultados	141
7.2.2.	Análisis de los resultados	149
7.3.	Influencia de la convergencia del orificio. Estudio de la cavitación	152
7.3.1.	Resultados	155

7.3.2.	Análisis de la influencia de la convergencia y los efectos de la cavitación	166
7.4.	Conclusiones	167
7.A.	Anexo: Metodología de cálculo de los parámetros del flujo interno	168
7.A.1.	Determinación de las propiedades del combustible	169
7.A.2.	Eliminación del efecto de las presiones distintas en flujo másico y $fCdM$	171
7.B.	Anexo: Teoría de capa límite aplicada a orificios de inyección	172
	Bibliografía	173
8	Estudio del comportamiento del chorro de inyección	177
8.1.	Introducción	177
8.2.	Modelización de la penetración del chorro mediante el $fCdM$	178
8.3.	Toberas estudiadas y plan de ensayos	179
8.4.	Procesado de los ensayos de visualización	181
8.5.	Resultados obtenidos	181
8.5.1.	Resultados de penetración	181
8.5.2.	Resultados de ángulo de chorro	189
8.6.	Análisis del ángulo del chorro	192
8.6.1.	Correlaciones para el ángulo del chorro	195
8.7.	Análisis de la penetración del chorro	196
8.7.1.	Chorro desarrollado	197
8.7.2.	Inicio del chorro	201
8.7.3.	Tiempo de transición t_r entre la zona inicial y la zona desarrollada	203
8.8.	Conclusiones	203
	Bibliografía	206
9	Conclusiones y desarrollos futuros	209
9.1.	Conclusiones	209
9.2.	Desarrollos futuros	213
	Bibliografía	217
A	Resultados de geometría interna	231

Índice de figuras

2.1. Sistema inyector-bomba.	12
2.2. Esquema de un sistema common rail genérico (Fuente Bosch).	14
2.3. Esquema de inyector y evolución de las variables de funcionamiento para una inyección múltiple con inyección piloto e inyección principal.	16
2.4. Funcionamiento de un inyector Common-Rail	17
2.5. Parámetros geométricos de un orificio de inyección.	18
2.6. Desprendimiento de capa límite a la entrada de un orificio de inyección.	22
2.7. Pérdida de carga a la entrada de un orificio con aristas rectas ($r/D = 0$), desde un deposito, en función de Re . (Datos extraídos de [61])	22
2.8. Comportamiento del coeficiente de descarga en función del número de Reynolds para un orificio no cavitante. Ejemplo correspondiente a un orificio con entrada de aristas rectas ($r/D = 0$).	26
2.9. Cavitación en películas en una tobera transparente a tamaño real. Iluminación con lámina láser [126].	28
2.10. Imágenes de cavitación en orificios de inyección en un modelo a escala de una tobera VCO para diferentes niveles de cavitación [8]	28
2.11. Vórtices de cavitación en un saco de inyección entre dos orificios, extendiéndose a los orificios [46].	29
2.12. Representación esquemática del fenómeno de cavitación en tobera axisimétrica.	30
2.13. Flujo másico en una tobera con orificios cilíndricos para distintas condiciones de presión de inyección y contrapresión [87].	32
2.14. Coeficiente de descarga frente al número de cavitación en una tobera con orificios cilíndricos [87].	34

2.15. Variación del coeficiente de descarga último con la relación longitud-diámetro. Datos recopilados por Lichtarowicz [73].	35
2.16. Variación de la presión estática a lo largo de dos orificio de distinto L/D [97].	36
2.17. Pérdida de carga a la entrada de un orificio desde un deposito en función del radio de acuerdo de la arista de entrada r/D para $Re \geq 10^4$. (Datos extraídos de [61])	38
2.18. Imágenes simultaneas de cavitación en orificios de inyección en tobera transparente de tamaño real y el chorro producido ($p_i = 80$ MPa, $p_b = 0,1$ MPa) [18].	43
3.1. Flujo en la sección de salida de un orificio de inyección	60
3.2. Definición de velocidad y área efectiva.	62
3.3. Esquema de medida del $fCdM$ total de un chorro.	65
3.4. Señal de $fCdM$ y presión en línea para un inyector de mono-orificio de inyección indirecta [43].	66
3.5. Señales de tasa de inyección en toberas de diámetro $257 \mu\text{m}$ y $198 \mu\text{m}$, obtenidas a partir de la señal de $fCdM$ y la masa total por inyección [79].	68
3.6. Esquema de la medida puntual del $fCdM$ en un chorro.	68
3.7. Equipo experimental para medir la distribución de cantidad de movimiento del chorro [62].	69
3.8. Señal de $fCdM$ medida a dos distancias distintas (20 mm y 60 mm) [70].	70
3.9. Distribución de la cantidad de movimiento en una sección perpendicular al chorro [70].	70
3.10. Gradiente de cantidad de movimiento en el eje del chorro. Comparación de dos toberas con diferente grado de hidroerosión [62].	71
3.11. Principio de medida del $fCdM$ de un chorro	72
4.1. Comparación entre la disposición de un sensor de fuerza y otro de presión en el interior de la maqueta.	80
4.2. Imagen y dimensiones del sensor Kistler 7031.	82
4.3. Esquema del sensor de presión más una diana.	83
4.4. Ensayo de vibraciones del captador más la diana. Frecuencia natural 56 kHz.	84
4.5. Esquema de calibración dinámica.	86
4.6. Golpeo con el martillo de calibración. Señales de fuerza ejercida y respuesta del sensor.	87
4.7. Densidad espectral de potencia de las señales de fuerza ejercida y respuesta del sensor.	87

4.8.	Respuesta en frecuencia del sensor de $fCdM$.	88
4.9.	Esquema general de la maqueta de $fCdM$	90
4.10.	Conjunto sujeción del inyector.	91
4.11.	Conjunto sujeción del captador de $fCdM$.	93
4.12.	Vista del interior de la maqueta de $fCdM$ desde la ventana lateral.	95
4.13.	Esquema del sistema de medida de $fCdM$ (ejemplo con inyector mono-orificio axisimétrico).	96
4.14.	Esquema calibración dinámica mediante un acelerómetro.	98
5.1.	Señal de $fCdM$ en bruto. ($p_i = 80$ MPa, $p_b = 4$ MPa y $ET = 4$ ms).	102
5.2.	Señal de $fCdM$ promediada. ($p_i = 80$ MPa, $p_b = 4$ MPa y $ET = 4$ ms).	105
5.3.	Efecto de acumulación de la señal de $fCdM$. ($p_i = 130$ MPa, $p_b = 8$ MPa y $ET = 4$ ms).	106
5.4.	Comprobación de la subida de presión que se produce en la cámara debido al proceso de inyección.	109
5.5.	Método de corrección del fenómeno de acumulación.	110
5.6.	Influencia de la distancia del sensor en la medida de $fCdM$.	112
5.7.	Concordancia entre la caída de presión y la señal de $fCdM$.	113
5.8.	Influencia de la densidad. Gases empleados: N_2 y SF_6 . ($p_i = 80$ MPa $p_b = 0,8$ MPa).	114
5.9.	Influencia de la densidad del gas en los transitorios de la señal de $fCdM$. (N_2 - $p_i = 80$ MPa).	116
5.10.	Imágenes de los primeros instantes de un chorro. $p_i = 32$ MPa $p_b = 3$ MPa [51]	118
6.1.	Imagen de una vista superior de los diferentes orificios de la tobera obtenida con microscopio electrónico.	123
6.2.	Vista lateral e inferior de un orificio de inyección.	124
6.3.	Diferentes parámetros geométricos que se puede obtener de las imágenes obtenidas de cada uno de los orificios con el microscopio electrónico.	124
6.4.	Principales parámetros susceptibles de ser medidos con los modelos de silicona	125
6.5.	Vista del molde (a) y el orificio original (b), usados para la validación de la técnica.	128
6.6.	Tasímetro Bosch. Método del tubo largo.	129
6.7.	Señales de tasa con efecto de acumulación. ($p_i = 160$ MPa $p_b = 6$ MPa).	132
6.8.	Señales de tasa corregidas, sin efecto de acumulación. ($p_i = 160$ MPa $p_b = 6$ MPa).	132
6.9.	Esquema de la Maqueta de Visualización	133

6.10. Maqueta de inyección de alta presión.	134
6.11. Parámetros relevantes del chorro obtenidos de la visualización. . .	136
7.1. Evolución temporal del $fCdM$. $p_i = 80$ MPa $p_b = 3,5$ MPa.	142
7.2. Evolución temporal de la tasa de inyección. $p_i = 80$ MPa $p_b =$ 3,5 MPa.	142
7.3. Flujo másico en función del salto de presiones.	144
7.4. Coeficiente de Descarga respecto al número de Reynolds.	144
7.5. $fCdM$ respecto a salto de presiones	146
7.6. Coeficiente de $fCdM$ respecto al número de Reynolds.	147
7.7. Velocidad efectiva en función del salto de presiones.	148
7.8. Coeficiente de Velocidad respecto al número de Reynolds.	148
7.9. Coeficiente de Area respecto al número de Reynolds.	149
7.10. Comparación de los perfiles de velocidad a la salida del orificio de inyección para régimen laminar y turbulento.	150
7.11. Factor de intermitencia γ para flujo tubular, según medidas de Rot- ta [106].	152
7.12. Evolución temporal del $fCdM$. $p_i = 130$ MPa $p_b = 4$ MPa.	155
7.13. Evolución temporal de la tasa de inyección. $p_i = 130$ MPa $p_b = 4$ MPa.	156
7.14. Flujo másico en función del salto de presiones.	157
7.15. Coeficiente de Descarga respecto al número de Reynolds.	158
7.16. Coeficiente de Descarga respecto al número de cavitación.	159
7.17. $fCdM$ respecto a salto de presiones	160
7.18. Coeficiente de $fCdM$ respecto al número de Reynolds.	161
7.19. Coeficiente de $fCdM$ respecto al número de cavitación.	161
7.20. Velocidad efectiva en función del salto de presiones.	162
7.21. Coeficiente de Velocidad respecto al número de Reynolds.	163
7.22. Coeficiente de Velocidad respecto al número de cavitación.	163
7.23. Diámetro efectivo en función del salto de presiones.	164
7.24. Coeficiente de Area respecto al número de Reynolds.	165
7.25. Coeficiente de Area respecto al número de cavitación.	165
7.26. Caracterización de la densidad y viscosidad cinemática del combus- tible en función de la temperatura.	170
7.27. Crecimiento de capa límite laminar en el interior del orificio de inyección para una tobera cónica.	172
8.1. Imágenes de la evolución del chorro para el punto $p_i = 80$ MPa $\rho_a = 10$ kg/m ³	182
8.2. Imágenes de la evolución del chorro para el punto $p_i = 80$ MPa $\rho_a = 40$ kg/m ³	183

8.3. Penetración del chorro. Puntos a una misma presión de inyección $p_i = 30$ MPa.	184
8.4. Penetración del chorro. Puntos a una misma presión de inyección $p_i = 80$ MPa.	184
8.5. Penetración del chorro. Puntos a una misma presión de inyección $p_i = 130$ MPa.	185
8.6. Penetración del chorro. Comparación entre toberas para el punto $p_i = 30$ MPa $\rho_a = 15,5$ kg/m ³	186
8.7. Penetración del chorro. Comparación entre toberas para el punto $p_i = 80$ MPa $\rho_a = 25,4$ kg/m ³	187
8.8. Penetración del chorro. Comparación entre distinta densidad del gas para la tobera B a $p_i = 80$ MPa.	187
8.9. Penetración del chorro. Comparación entre distinta densidad del gas para la tobera A a $p_i = 130$ MPa.	188
8.10. Penetración del chorro. Comparación entre distintas presiones de inyección para la tobera B a $\rho_a = 15,5$ kg/m ³	188
8.11. Penetración del chorro. Comparación entre distintas presiones de inyección para la tobera C a $\rho_a = 40$ kg/m ³	189
8.12. Ángulo del chorro. Comparación entre distintas toberas para el punto $p_i = 30$ MPa y $\rho_a = 15,5$ kg/m ³	190
8.13. Ángulo del chorro. Comparación entre distintas toberas para el punto $p_i = 80$ MPa y $\rho_a = 32,5$ kg/m ³	191
8.14. Ángulo del chorro. Comparación entre distinta densidad del gas para la tobera B a $p_i = 80$ MPa.	191
8.15. Ángulo del chorro. Comparación entre distinta densidad del gas para la tobera A a $p_i = 130$ MPa.	192
8.16. Ángulo del chorro. Comparación entre distintas presiones de inyección para la tobera A a $\rho_a = 40$ kg/m ³	193
8.17. Ángulo del chorro. Comparación entre distintas presiones de inyección para la tobera C a $\rho_a = 15,5$ kg/m ³	193
8.18. Variación del ángulo del chorro θ para chorro estacionario.	194
8.19. Cálculo parámetros de penetración. (Tobera C , $p_i = 30$ MPa – $\rho_a = 15,5$ kg/m ³)	197
8.20. Parámetro de penetración C para chorro desarrollado.	198
8.21. Variación de $(\tan(\theta/2))^{-1/2}$ para chorro desarrollado.	200
8.22. Constante de penetración k_p para chorro desarrollado.	200
8.23. Constante de penetración k_i en el inicio del chorro.	202
8.24. Comportamiento del tiempo de transición t_r calculado de forma experimental.	204

8.25. Equivalencia entre el tiempo de transición calculado de forma experimental y calculado de forma teórica.	204
--	-----

Lista de símbolos

Latinos

a	Velocidad del sonido.
A	Area.
A_{ef}	Área efectiva.
A_o	Sección de salida del orificio.
AR	Reducción de área del orificio.
C	Constante de ajuste de penetración en chorro desarrollado.
C_a	Coefficiente de área.
C_c	Coefficiente de contracción debido a la cavitación.
C_d	Coefficiente de descarga.
C_m	Coefficiente de $fCdM$ o momento.
C_v	Coefficiente de velocidad.
C_{du}	Coefficiente de descarga último.
D_e	Diámetro de entrada al orificio.
D_m	Diámetro en el medio del orificio.
D_o	Diámetro de salida al orificio.
D_{be}	Diámetro de entrada al orificio. Vista inferior.
D_{bhe}	Diámetro del ensanchamiento por hidro-erosión. Vista inferior.
D_{bm}	Diámetro en el medio del orificio. Vista inferior.
D_{bo}	Diámetro de salida al orificio. Vista inferior.
D_{ef}	Diámetro efectivo.
D_{he}	Diámetro del ensanchamiento por hidro-erosión.
D_{se}	Diámetro de entrada al orificio. Vista lateral.

D_{she}	Diámetro del ensanchamiento por hidro-erosión. Vista lateral.
D_{sm}	Diámetro en el medio del orificio. Vista lateral.
D_{so}	Diámetro de salida al orificio. Vista lateral.
ET	Tiempo de excitación del inyector.
\mathbf{F}	Fuerza (vectorial).
F	Fuerza dirección axial.
f	Factor de fricción.
IHE	Factor de hidroerosión por impacto.
k -factor	Factor de conicidad del orificio.
K	Número de cavitación.
k_i	Constante de penetración para la zona inicial del chorro.
k_p	Constante de penetración en chorro desarrollado.
K_{crit}	Número de cavitación crítico.
L	Longitud del orificio.
L_e	Longitud de entrada hasta alcanzar el flujo totalmente desarrollado.
$\dot{\mathbf{M}}$	Flujo de Cantidad de Movimiento (vectorial).
\dot{M}	Flujo de Cantidad de Movimiento en dirección axial.
\dot{m}	Flujo Másico.
m	Masa.
\mathbf{n}	Vector unitario normal al área.
p	Presión.
p_b	Presión de descarga.
p_i	Presión de inyección.
p_{vap}	Presión de vapor.
r	Radio de curvatura a la entrada del orificio.
r_a	Radio de curvatura de la parte superior del orificio.
r_b	Radio de curvatura de la parte inferior del orificio.
Re	Número de Reynolds.
S	Penetración del chorro.
SC	Superficie del volumen de control.
t	Tiempo.
t_r	Tiempo de transición entre la zona inicial y la desarrollada en la penetración de un chorro.
T	Temperatura.
T_o	Temperatura del combustible a la salida del orificio.

u	Velocidad en dirección axial.
u_m	Velocidad media en un conducto.
u_{ef}	Velocidad efectiva.
u_{teo}	Velocidad teórica máxima a la salida del orificio.
\mathbf{V}	Velocidad (vectorial).
$d\varpi$	Elemento diferencial de volumen.
VC	Volumen de control.

Griegos

Δp	Caída de presión entre aguas arriba y aguas abajo del orificio.
Δp_{ent}	Pérdida de carga a la entrada a un conducto.
Δp_{fric}	Pérdida de carga por fricción con las paredes.
δ	Grosor de la capa límite.
γ	Factor de intermitencia entre régimen laminar y turbulento.
ν	Viscosidad cinemática.
ν_f	Viscosidad cinemática del combustible.
ρ	Densidad.
ρ_a	Densidad del gas de descarga.
ρ_f	Densidad del combustible.
Ψ	Ángulo entre el eje de la tobera y el eje del orificio.
σ	Esfuerzo mecánico.
θ	Ángulo de apertura del chorro.
ξ	Coefficiente de pérdidas.

Capítulo 1

Planteamiento de la tesis

1.1. Introducción

Una de las partes del motor Diesel que más interés ha suscitado en los últimos tiempos ha sido el sistema de inyección. Este interés no es casual, ya que, del buen funcionamiento de este sistema dependerá en gran medida la calidad de la mezcla aire-combustible, y a su vez, de ésta dependerán parámetros tan importantes como son el rendimiento del motor y la emisión de contaminantes, más aún teniendo en cuenta las cada vez mayores exigencias en materia anticontaminante.

Es indudable que si se pretenden mejorar las prestaciones del sistema de inyección, primero es necesario comprender profundamente todos los fenómenos involucrados en el propio proceso de inyección. Sin duda, una de las partes más críticas en este proceso es la tobera de inyección, y más concretamente, la geometría de los orificios de descarga. De la geometría de éstos dependerán las características del flujo interno, y de las condiciones del flujo justo a la salida del orificio dependerá el comportamiento del chorro de inyección.

Sin embargo, a pesar de la influencia que tiene la configuración de los orificios de inyección sobre los procesos de inyección y combustión, la física del flujo en el interior de estos orificios es actualmente muy poco conocida. Este desconocimiento está justificado en parte por la enorme dificultad de estudiar el flujo interno, debido principalmente a los siguientes factores:

- Las pequeñas dimensiones de los orificios. Éstos suelen tener longitudes

características en torno a un milímetro y diámetros que rondan la décima del milímetro.

- Alta velocidad del flujo. Debido a los fuertes gradientes de presión a los que están sometidas las toberas, con el fin de favorecer los fenómenos de atomización del chorro en pequeñas gotas, y los procesos de mezcla aire-combustible, la velocidad del flujo en el interior de los orificios puede llegar a varios cientos de metros por segundo.
- El flujo es fuertemente transitorio, con duraciones de inyección máximas del orden del milisegundo, en los que el flujo está fuertemente influenciado por la dinámica de la aguja, sobre todo al principio y al final de la inyección, y sometido a condiciones ambientales de temperatura y presión muy variables.

Estas características hacen que el estudio experimental del flujo en el interior de los orificios de las toberas de inyección sea bastante complicado.

Con el fin de ayudar a mejorar la comprensión sobre el proceso de inyección, la física del flujo interno y la influencia que tiene ésta sobre el comportamiento del chorro, en esta tesis se presenta una nueva técnica experimental con la cual medir el *flujo de cantidad de movimiento* ($fCdM$) de un chorro de inyección. Este parámetro se muestra como uno de los más importantes a la hora de estudiar experimentalmente el proceso de inyección, ya que:

- Desde el punto de vista del estudio del flujo interno en la tobera de inyección, la medida del $fCdM$ aporta mucha más información que simplemente medir el flujo másico, ya que utilizando estas dos medidas, es posible obtener parámetros tan importantes como la velocidad de salida o la sección de paso efectiva.
- Y desde el punto de vista del estudio del chorro, es bien conocido que parámetros tan importantes como penetración, ángulo o aire englobado dependen en gran medida del $fCdM$.

1.2. Antecedentes

Debido a la demostrada utilidad del $fCdM$, el departamento de Máquinas y Motores decidió poner en marcha una nueva instalación con la cual poder medir este parámetro. Estas intenciones se vieron plasmadas en el proyecto fin de carrera realizado por Fenolosa [1] en el cual se daban los primeros pasos

para la obtención de esta medida. El principio de funcionamiento del sistema presentado por Fenollosa era correcto, de hecho es el mismo que el usado en la presente tesis, sin embargo, dejó muchos aspectos por solucionar o mejorar: calibración del sensor, características de la diana de impacto, maniobrabilidad de la maqueta, procesamiento de la señal, etc., que hacían que la señal obtenida no fuera todavía apta para su uso. En la presente tesis se retoma el camino emprendido por Fenollosa con el fin de obtener el sistema de medida de flujo de cantidad de movimiento.

Este trabajo es el único antecedente relacionado con el $fCdM$, sin embargo no es ni mucho menos el único enmarcado dentro del estudio de la inyección. Así, en el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la UPV se han realizado numerosas tesis doctorales [2–14] donde se tratan temas desde el modelado de inyectores hasta el estudio del comportamiento del chorro, pasando por la influencia de la geometría de la tobera de inyección en el flujo interno.

Dentro de estos trabajos, seguramente el más afín a la presente tesis por el tipo de estudio realizado, sea el elaborado por Salvador [13] titulado «*Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección Diesel sobre las características del flujo interno y del chorro*» en donde, como indica el título, el autor realizó un profundo estudio sobre los efectos que puede tener la geometría de los orificios de inyección sobre el flujo en su interior y el posterior efecto sobre el desarrollo del chorro. Gran parte de este trabajo se enfocó al estudio de la cavitación y sus consecuencias sobre el comportamiento de la inyección.

1.3. Objetivos

Así pues, los objetivos que se pretenden alcanzar en esta tesis se pueden sintetizar en los dos siguientes:

- Desarrollo y puesta a punto de un equipo experimental que permita medir el flujo de cantidad de movimiento de un chorro de inyección.
- Utilización de la medida de $fCdM$ en el estudio de la inyección. De forma que, aparte del propio interés de los resultados presentados, quede verificada la potencial utilidad de esta medida.

1.4. Sobre esta tesis

Esta tesis pretende dar cabida a la consecución de los dos objetivos citados anteriormente. Por ello, en la tesis se pueden diferenciar dos partes: una primera dedicada al diseño y puesta a punto de la *maqueta de fCdM*, y otra dedicada al estudio del proceso de inyección mediante el uso del *fCdM*. Seguidamente se va a detallar el contenido de los diferentes capítulos.

Antes de profundizar en el tema sobre el que versa la presente tesis, en el **capítulo 2** se lleva a cabo una revisión bibliográfica. Este capítulo sirve para describir los aspectos más importantes del proceso de inyección: sistema de inyección, flujo interno y desarrollo del chorro. Gracias a esta exploración de los resultados es como se sientan las bases sobre cuáles son los parámetros clave que definen el comportamiento del fenómeno de inyección, así como cuáles son sus principales características.

Maqueta de *fCdM*

El siguiente grupo de capítulos tratan sobre el desarrollo y puesta a punto de la maqueta de *fCdM*. Así, en el **capítulo 3** se define exactamente que se entiende por *flujo de cantidad de movimiento* del chorro, la importancia que tiene esta medida, pero sobre todo se define el principio de medida empleado para la obtención del *fCdM*. También se comentan las soluciones adoptadas por otros autores con sus ventajas e inconvenientes.

En el **capítulo 4** se aborda la materialización de la maqueta de *fCdM*. Sin duda el elemento principal de esta maqueta es el captador que deberá medir el *fCdM* propiamente dicho, es por ello que gran parte de este capítulo trata sobre este tema. El resto del capítulo versa sobre el diseño y características tanto de las piezas mecánicas que forman la maqueta como de los elementos auxiliares que necesita ésta para su correcto funcionamiento.

En el **capítulo 5**, se realiza la *puesta a punto* de la maqueta. Para lo cual, en primer lugar se analiza la señal de *fCdM* obtenida de la maqueta, para posteriormente proceder a describir el proceso de su acondicionamiento, ya que esta señal tal como es adquirida todavía no es apta para su uso. El principal problema encontrado en la señal es un fenómeno de acumulación el cual es evaluado y eliminado.

Estudio de la inyección usando el $fCdM$

Previamente a los capítulos sobre el estudio de la inyección propiamente dichos, en el **capítulo 6** se describen las técnicas experimentales que, además de la técnica de medida del $fCdM$, se emplean en tales estudios.

En el **capítulo 7** se lleva a cabo un estudio del flujo interno en toberas de inyección, con el fin de determinar la influencia de la geometría en las características del flujo. En este capítulo se explota toda la información extra aportada por la medida de $fCdM$, sobre todo resulta muy interesante la posibilidad de calcular la velocidad y área efectiva del flujo a la salida del orificio.

En el **capítulo 8** se estudia el chorro de inyección desde el punto de vista macroscópico, penetración y ángulo, sobre las mismas toberas estudiadas en el capítulo anterior con el fin de establecer la relación entre geometría, flujo interno y comportamiento del chorro. En este capítulo, además, se comprueba cómo el comportamiento del chorro está controlado en gran medida por el $fCdM$.

Por último, en el **capítulo 9** se sintetizan las principales conclusiones de la tesis, extraídas a partir de todos los estudios que se han llevado a cabo, y se sugieren las posibles vías de continuación del trabajo.

Bibliografía

- [1] FENOLLOSA, C.: *Diseño y puesta a punto de un sistema experimental de estudio de chorros Diesel basado en la medida de cantidad de movimiento*, Proyecto Fin de Carrera, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1999.
- [2] ARRÈGLE, J.: *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1997.
- [3] CORREAS, D.: *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoterma*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [4] 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.

-
- [5] GONZÁLEZ, C. A.: *Estudio de la influencia de la geometría de la tobera de inyección en la combustión y emisión de contaminantes de un motor diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.
- [6] GONZÁLEZ, U.: *Efecto del choque de pared en las características del chorro Diesel de inyección directa*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [7] HERMENS, S.: *Influence of Diesel injector nozzle geometry on the injection and combustion process*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2007.
- [8] LÓPEZ, J. J.: *Estudio teórico-experimental del chorro libre diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [9] PALOMARES, A.: *Análisis de imágenes de chorros Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [10] PLAZAS, A. H.: *Modelado unidimensional de inyectores common-rail Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.
- [11] RODRIGUEZ, P.: *Modelado del comportamiento hidrodinámico de sistemas de inyección directa Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [12] RUIZ, S.: *Estudio teórico-experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros diesel D.I.*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [13] 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.
- [14] SOARE, V.: *Phase doppler measurement in diesel dense sprays: optimisation of measurements and study of the orifice geometry influence over the spray at microscopic level*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2007.

Capítulo 2

El proceso de inyección

2.1. Introducción

El contenido de este capítulo puede dividirse en tres partes bien diferenciadas: en primer lugar, se realiza una breve descripción de los sistemas de inyección utilizados en la actualidad, entrando con un mayor nivel de detalle en el sistema de inyección *Common Rail*. Como parte más importante del sistema de inyección, se describe brevemente el funcionamiento del inyector.

Posteriormente se aborda la descripción del flujo interno en toberas de inyección, donde se exponen los principales fenómenos que afectan al comportamiento del flujo: turbulencia, desprendimiento de capa límite, cavitación, etc., así como la influencia que la geometría de la tobera tiene en cada uno de estos fenómenos.

La parte final, está dedicada a las investigaciones sobre el comportamiento del chorro Diesel, con especial atención en aquellas que tratan de arrojar luz en la relación flujo interno y comportamiento del chorro.

2.2. Sistemas de inyección Diesel

El sistema de inyección es el responsable de que se consigan los requerimientos de entrega de combustible del motor Diesel. Para ello, tiene que cumplir las siguientes funciones básicas:

- Introducir el combustible en el interior de la cámara de combustión según una ley, denominada *tasa de inyección*, que va a definir el comportamiento de las diferentes fases de la combustión en sincronismo con el movimiento del pistón.
- Atomizar el combustible para aumentar la superficie en contacto con el aire caliente, tras la etapa de compresión, y acelerar la evaporación.
- Mezclar el combustible con el aire disponible en la cámara de combustión.

Según el rango de presiones de trabajo, se distinguen dos partes en un sistema de inyección: *baja presión* (desde presión atmosférica hasta una presión del orden de 0,3 MPa) y *alta presión* (desde 10 hasta 200 MPa, dependiendo del punto de funcionamiento y del sistema considerado).

Los componentes del *circuito de baja presión* comprenden: el *depósito* y los *filtros de combustible* (destinados a retener las sustancias sólidas contenidas en el combustible que podrían dañar los diferentes elementos mecánicos), la *bomba de cebado o alimentación* (que asegura una presión a la entrada de la bomba de alta presión entre 0,2 y 0,3 MPa), el *regulador de presión* (que limita la presión de salida de la bomba de cebado) y las *líneas de baja presión*.

La presión del combustible, requerida para la inyección, es generada en el *circuito de alta presión* del sistema. Dicha generación depende del tipo de sistema de que se trate.

Dependiendo del modo en que se produce la inyección de combustible, los sistemas de inyección pueden ser de *inyección indirecta* o de *inyección directa*.

En un motor equipado con un sistema de *inyección indirecta*, la cámara de combustión aparece dividida en dos partes: la precámara de inyección y la cámara de combustión propiamente dicha. En estos motores, durante la carrera de compresión, el aire se introduce en la precámara, generándose turbulencia a su paso a través del orificio de comunicación entre el espacio muerto (o cámara de combustión) y la precámara. El inyector, equipado con una tobera mono-orificio (de diámetro en torno a 1 mm), inyecta el chorro de gasoil en la precámara de inyección. La elevada turbulencia del aire ayuda a que las partículas de gasoil del chorro se dispersen formando la mezcla aire-combustible. Debido a esta turbulencia, el inyector no requiere la complicación de los de inyección directa, en los que recae la función de atomizar el combustible, para favorecer la mezcla aire-combustible. La calidad del chorro no es tan importante como en la inyección directa, y las presiones de inyección son menores (entre 20 y 40 MPa). El proceso de mezcla es acelerado, en gran medida, por las primeras fases del propio proceso de combustión. En la práctica, la combustión es incompleta en la precámara, pero las altas presiones que en ella

existen proyectan el combustible sin quemar, junto con los primeros productos de la combustión, hacia el volumen muerto, creando, de esta forma, una rápida mezcla con el aire contenido en ella.

Los motores grandes y medianos, que no poseen un elevado régimen de giro, han sido equipados tradicionalmente con sistemas de *inyección directa*. Estos motores poseen un mejor rendimiento que los de inyección indirecta, por ello, la tendencia actual es extender el uso de los sistemas de inyección directa a los motores pequeños y rápidos.

En este tipo de motores, la inyección de combustible se realiza directamente en la cámara de combustión del motor, por lo que se prescinde de la cámara dividida. La cámara de combustión está labrada en el mismo pistón, y no en la culata, como ocurría en la inyección indirecta. Al no existir precámara de inyección, desaparecen las elevadas turbulencias que se generan en ésta, que eran las que ayudaban a la dispersión del chorro de combustible. Por lo tanto, en la inyección directa, la calidad del chorro tiene un papel muy importante, ya que no cuenta con la ayuda del medio para la producción de la mezcla aire-combustible.

Varias son las soluciones que se adoptan para ayudar a homogeneizar la mezcla aire-combustible en un motor de inyección directa:

- Las diferentes formas que adopta el conducto de admisión y la cámara de combustión sobre el pistón, permiten que el aire de la admisión forme en ella un vórtice denominado *swirl*, que favorece la dispersión del gasoil en la cámara de combustión.
- Al ser necesaria una buena calidad del chorro, los inyectores son más complejos que los de inyección indirecta. Están equipados con toberas de varios orificios, cuyos diámetros son pequeños (entre 100 μm y 250 μm). También son más robustos ya que las presiones de trabajo son mayores.

El menor consumo y el mayor rendimiento de la inyección directa han propiciado el continuo incremento en la investigación con estos motores, y la extensión del campo de aplicación de los mismos a los motores rápidos. Las consecuencias sobre el sistema de inyección son:

- Continua *elevación de la presión de inyección*. Algunos sistemas de inyección alcanzan ya los 200 MPa.
- *Aumento del número de orificios* de las toberas del inyector, así como *disminución del diámetro* de los mismos, con el objeto de producir una más homogénea atomización del chorro.

- *Empleo de inyecciones múltiples.* Así, por ejemplo, la utilización de inyecciones piloto, consistentes en inyectar durante la última parte de la carrera de compresión una pequeña cantidad de combustible que eleve la presión y temperatura en la cámara de combustión, aceleran la posterior combustión principal y contribuyen a la reducción del ruido característico en este tipo de motores.

2.2.1. Tipos de sistemas de inyección directa

Básicamente se distinguen dos grupos: sistemas de acción directa y sistemas de acumulación.

Pertenece a los *sistemas de acción directa* todo sistema en el que la bomba de alta presión es la encargada de dosificar el combustible que se requiere introducir en la cámara de combustión, mientras que la misión del inyector consiste en atomizarlo. En estos sistemas, la bomba de alta presión suministra el combustible al inyector a través de conductos (líneas de inyección), a una presión que depende del régimen de giro de la bomba, y que no es constante a lo largo de la inyección. El inicio de la inyección se gobierna mediante la propia presión del combustible, que ejerce una fuerza sobre el asiento de la aguja del inyector, venciendo así la acción de un muelle situado en el inyector (fuerza de pretensión).

Los principales inconvenientes de estos sistemas de inyección son:

- El propio funcionamiento de la bomba, que no permite mantener una presión constante a lo largo del proceso de inyección, cambiando, además, con el punto de funcionamiento del motor. Esto determina que la presión generada dependa del régimen de giro de la bomba.
- Como consecuencia de lo anterior, el punto de inicio de la inyección también se ve modificado por las condiciones de funcionamiento del motor, lo que obliga a equipar las bombas con elementos para poder calarlo respecto de una posición determinada del pistón.

Este tipo de sistemas fueron los primeros utilizados en motores de inyección directa, pero su utilización ha sido desplazada en los últimos años por los sistemas *common rail* e *inyector bomba* que se describen a continuación.

Entre los sistemas de acumulación se encuentran los sistemas de inyección en los que el inyector se encarga de la dosificación del combustible, además de su atomización. La bomba de alta presión tiene, como única función, la de

aumentar la presión del combustible y mantenerla constante una vez alcanzada la de consigna. La apertura del inyector puede estar gobernada mecánica o electrónicamente. En los sistemas mecánicos, la entrega de combustible disminuye con el aumento del régimen de giro. Esto lleva a que estos sistemas se empleen, fundamentalmente, en motores destinados a trabajar a régimen de giro constante (motores estacionarios).

Los sistemas en los que la apertura del inyector se gobierna electrónicamente existen, teóricamente, desde hace años [1]. Sin embargo, hasta 1995, no se han producido sistemas de mando electrónicos con suficiente fiabilidad, y coste razonable, como para poder ser aplicados en los motores de automoción. Actualmente, se emplean este tipo de sistemas que se conocen como common rail (raíl común), tanto para turismos [2–4], como para vehículos industriales [5].

Los sistemas equipados con common rail tienen las siguientes ventajas frente a los tradicionales:

- Control del punto de inicio y de la duración de la inyección.
- Alta precisión en la cantidad de combustible inyectada.
- Presión de inyección independiente del régimen del motor.
- Presión de inyección prácticamente constante a lo largo de la inyección.
- Posibilidad de descomponer la inyección en dos o más etapas (inyección piloto o múltiple) con el fin de disminuir la combustión premezclada, para controlar las emisiones de óxidos de nitrógeno y el ruido de la combustión, en el caso de la inyección piloto; o de que sirva como agente reductor de NO_x , [3] o para la regeneración de los filtros de partículas (que consiste en quemar periódicamente las partículas acumuladas en el filtro), en el caso de la post-inyección.

Otra característica importante es la elevada presión de inyección (Ganser [6] presenta unos inyectores capaces de trabajar a más de 200 MPa), lo que permite mejorar la calidad de la atomización y disminuir así las emisiones de humos y partículas, según comprueban experimentalmente [1, 7–9].

La utilización de los sistemas common rail, ha experimentado un fuerte crecimiento desde 1998, siendo en la actualidad el tipo de sistema más extendido en este tipo de motores.

Además de los dos grupos principales comentados anteriormente existe un tercer tipo llamado *sistema inyector-bomba*.

El *sistema inyector-bomba* se fija directamente en la culata del motor (figura 2.1). Este diseño combina la bomba de inyección y la tobera de inyección en una única unidad que es accionada por el árbol de levas del motor; bien directamente, o a través de seguidores y articulaciones, según señalan Kniefel y Sobieszczanski [10]. Cada inyector-bomba tiene su propia válvula solenoide de alta velocidad, que controla el inicio y el final de la inyección.

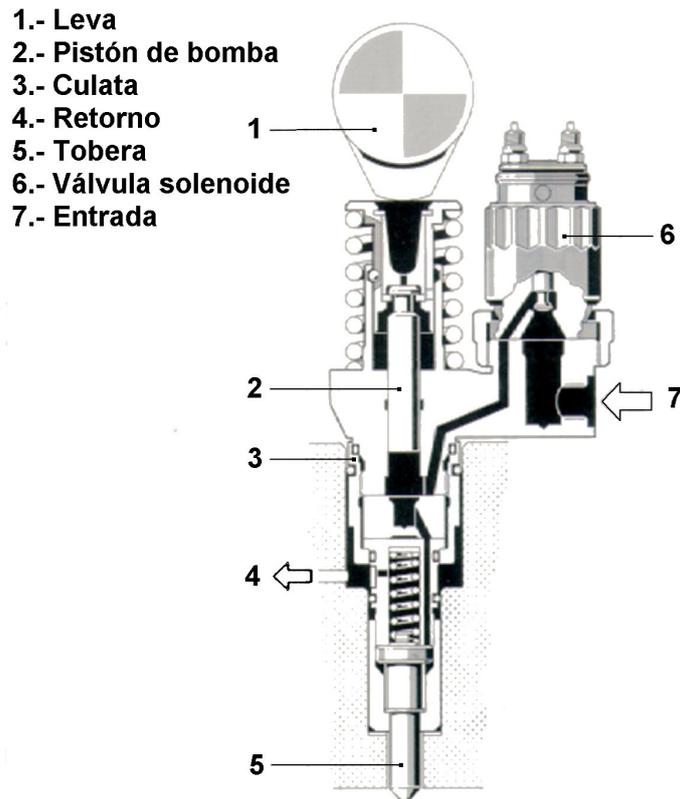


Figura 2.1: Sistema inyector-bomba.

Cuando la válvula solenoide está abierta, el inyector-bomba fuerza el combustible hacia el retorno, al tiempo que se llena la cámara de bombeo durante la carrera de admisión del pistón y, cuando está cerrada, el combustible es forzado hacia el cilindro del motor, cuando se supera la presión de tarado del inyector, mientras que se permite un cierto flujo de retorno durante la carrera de entrega del pistón. El inicio de la inyección está definido por el punto de cierre de la válvula solenoide, y la cantidad de combustible inyectada, a su vez, por el *tiempo de cierre* (tiempo durante el que la válvula solenoide permanece

cerrada). La válvula solenoide es accionada por una ECU (Unidad de Control Electrónico), en base a los datos de su mapa interno. Esto implica que el inicio y el final de la inyección son programables y, por lo tanto, independientes de la posición del pistón en el cilindro del motor.

En los sistemas de inyección convencionales, bomba-línea-inyector, la presión máxima de inyección está limitada por las características físicas de las líneas de alta presión entre la bomba y el inyector. El inyector-bomba hace que tales líneas sean superfluas, lo que significa que son posibles presiones de inyección de hasta 160 MPa. Presiones de esta magnitud, junto con el control, en base a un mapa, del inicio y duración de la inyección (o cantidad de combustible inyectado), conduce a una reducción considerable de las emisiones contaminantes del motor Diesel. Mediante el uso del control electrónico, funciones especiales como el inicio de inyección con control de temperatura, control del motor en marcha suave, e incluso, inyección piloto para reducir el nivel de ruido, son posibles. Además, el uso del inyector-bomba hace posible desconectar individualmente los cilindros del motor, durante el funcionamiento a carga parcial.

2.2.2. El sistema Common Rail

Como se ha dicho anteriormente este sistema forma parte de los sistemas de acumulación en los que la apertura del inyector está gobernada electrónicamente. Actualmente existen dos variantes atendiendo a la naturaleza de la electro-válvula encargada del pilotaje hidráulico del inyector, existiendo los sistemas comandados por electro-válvula de tipo solenoide y los que aprovechan las propiedades piezoeléctricas de ciertos materiales para el comando del mismo.

En la figura 2.2 se muestra un esquema genérico de un sistema common-rail. Una bomba de alimentación aspira combustible del depósito y lo lleva a una bomba de alta presión. Esta bomba de alta presión está accionada por el motor y suministra el combustible a través de un depósito común (common rail) a los inyectores de los cilindros del motor. Parte de este combustible es inyectado en la cámara de combustión del motor, y otra parte, más pequeña, permite el pilotaje hidráulico que controla el movimiento de las agujas de los inyectores y luego es devuelta al depósito.

El volumen de combustible entre la bomba de alta presión y los inyectores sirve como acumulador. Éste permite la amortiguación de las oscilaciones provocadas por el funcionamiento pulsante de la bomba de alta presión y, es-

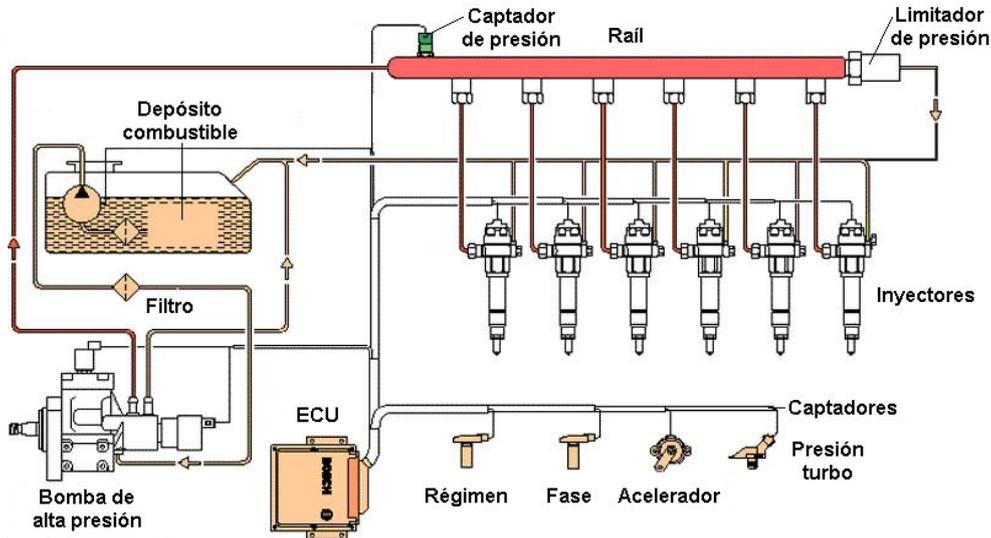


Figura 2.2: Esquema de un sistema common rail genérico (Fuente Bosch).

pecialmente, por la brusca salida de combustible a través de los inyectores. Estas oscilaciones son del orden de pocas decenas de bares [3, 11, 12].

Un sensor de presión mide la presión del combustible en el raíl. Esta señal se compara con el valor de consigna grabado en la ECU (Unidad Electrónica de Control). Si el valor medido y de consigna son distintos, un orificio de descarga situado en el regulador de presión, en el lado de alta presión, se abre o se cierra para igualar ambos valores. El caudal excedente de combustible retorna al depósito. Existen limitadores de flujo (válvulas mecánicas) en el raíl, uno por cada inyector, que cortan el suministro de combustible a los inyectores en el caso de que se detecten fugas o una inyección continua.

Los inyectores se abren y cierran controlados por la ECU en instantes definidos. La duración de la inyección, la presión de combustible en el raíl, y la capacidad de descarga de los orificios de la tobera determinan la cantidad de combustible inyectada.

La bomba de alta presión es una bomba radial de pistones, para el caso de un motor rápido; para vehículos industriales, se emplean bombas en línea especiales. En el primer caso, una leva en el eje de accionamiento desplaza, sucesivamente, tres pistones. Los pistones son empujados contra la leva mediante muelles, y cada pistón aspira combustible a través de la correspondiente válvula de aspiración. El combustible aspirado es comprimido por el pistón cuando éste es accionado por la leva, y enviado hacia el raíl a través de una válvula

de control. La pequeña excentricidad de la leva y la disposición simétrica de los pistones contribuyen a crear pequeñas oscilaciones de presión en el raíl. La válvula de aspiración de cada pistón puede ser regulada por una electroválvula. De este modo, puede adaptarse la cantidad de combustible enviada por la bomba de alta presión a la cantidad demandada realmente por el motor. Esto conlleva un bajo consumo de potencia por parte del sistema de inyección, además de ayudar a mantener más baja la temperatura del combustible. La bomba de alta presión tiene una válvula de seguridad situada a la entrada de combustible. El pistón de dicha válvula cierra la entrada de combustible a la bomba de alta presión cuando la presión del combustible es baja. Cuando la presión aumenta, la válvula de seguridad se abre. Por medio de esta válvula, se puede cortar el flujo de combustible al motor cuando la bomba de alta presión esté desactivada.

Sin duda la parte más compleja e importante de este tipo de sistemas es el inyector. En la figura 2.3, se muestra un esquema de un inyector genérico de un sistema common rail.

El inyector se compone de:

- Una tobera multiorificio, con un muelle presionando la aguja de la tobera contra su asiento.
- Una varilla, P, que se mueve solidariamente con la aguja de la tobera en el proceso de inyección.
- Un orificio, E, que suministra el combustible a un volumen de control donde se encuentra la parte superior de la varilla.
- Un orificio, S, de salida del volumen de control, cuya apertura y cierre están controlados por una válvula solenoide.

En la figura 2.4, está representado un esquema de un inyector common-rail, el cual se va emplear para explicar el funcionamiento del inyector. En este esquema se muestran las partes más importantes del inyector, de arriba a abajo: electro-válvula (en este caso accionada por solenoide), volumen de control, varilla, aguja y tobera de inyección.

El combustible a alta presión procedente del raíl entra al inyector donde se produce una bifurcación en dos conductos. Uno que se dirige hacia la parte baja del inyector, que es el que alimenta a la tobera, y otro, que alimenta al volumen de control, en la parte superior de la varilla, a través del orificio calibrado de entrada, E.

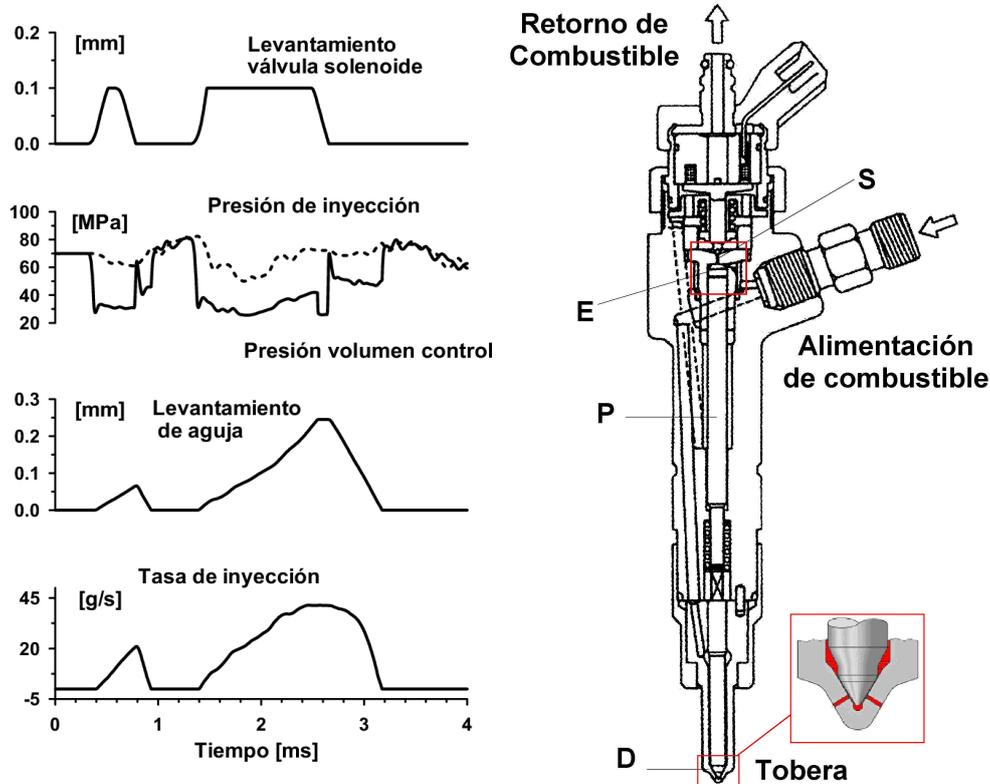


Figura 2.3: Esquema de inyector y evolución de las variables de funcionamiento para una inyección múltiple con inyección piloto e inyección principal.

Cuando el solenoide está desactivado, el orificio S se encuentra cerrado (figura 2.4a). La presión del combustible, igual a la del common rail, actúa en la parte superior de la varilla, a través del orificio E, y en la parte inferior de la aguja de la tobera. Al ser la sección superior de la varilla mayor que la inferior de la aguja, además de la acción de la fuerza de pretensión del muelle, la aguja permanece en su asiento y los orificios de la tobera cerrados. Una vez activado el solenoide, se abre el orificio S y como consecuencia, se reduce la presión en el volumen de control (figura 2.4b). En esta situación la presión en la parte superior de la varilla es menor que la de la parte inferior de la aguja, produciéndose el levantamiento del conjunto varilla-aguja, y destapándose los orificios de descarga de la tobera, generando la inyección. El caudal de control liberado a través del orificio S vuelve al depósito a la espera de volver a ser inyectado. Al desactivar de nuevo la válvula del solenoide (figura 2.4c), el orificio

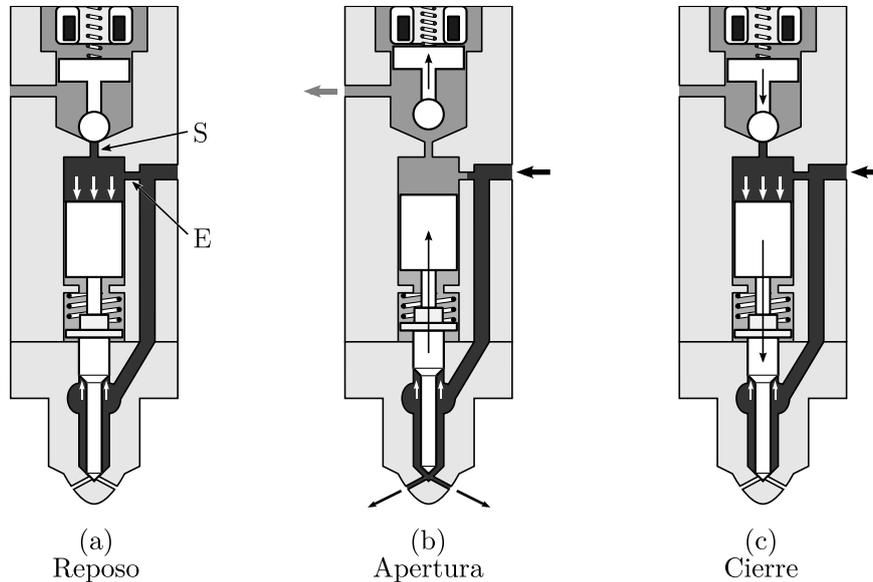


Figura 2.4: Funcionamiento de un inyector Common-Rail

S se cierra, y la presión ejercida sobre la parte superior de la varilla se recupera, produciendo el descenso del conjunto varilla-aguja y, como consecuencia, el cierre de los orificios de la tobera y el final de la inyección [11, 12].

Las variables características del sistema son: levantamiento de aguja y de la válvula solenoide, presión de inyección y en el interior del volumen de control, así como la tasa de inyección. La evolución de estas variables se han representado en la figura 2.3 para un punto de funcionamiento con inyección piloto.

En generaciones más modernas de este tipo de sistemas se está reemplazando la válvula solenoide por sistemas de comando piezo-eléctrico debido a la mejor estabilidad de este tipo de sistemas en inyecciones múltiples. En este tipo de sistemas la única diferencia es que la apertura del orificio de salida del volumen de control lo produce la dilatación de un material con características piezo-eléctricas al aplicársele una tensión. El piezo, al dilatarse, actúa sobre un pistón de comando que empuja a su vez una pieza en forma de champiñón permitiendo al caudal de control fluir entre el champiñón y su asiento y produciéndose el mismo efecto sobre la presión en el volumen de control que en el caso anterior.

Tras este breve repaso a la tipología de los sistemas de inyección, desde los más clásicos a los más actuales, centramos a partir de ahora nuestro interés

en una de las partes más críticas de los mismos, las toberas de inyección. En concreto focalizaremos nuestra atención en los estudios experimentales y teóricos realizados a lo largo de los últimos años a través de los cuales se ha tratado de profundizar en la relación entre la configuración geométrica de las mismas y el comportamiento del flujo en su interior.

2.3. El flujo interno en toberas de inyección

Es evidente que si llegásemos a comprender el comportamiento del flujo interno, el estudio de los procesos de atomización y preparación de la mezcla del chorro sería más fácilmente abordable. Sin embargo, el estudio de la dinámica del flujo en el interior de los orificios es de por sí un problema bastante complicado que ha llegado a constituir un amplio campo de estudio en sí mismo.

2.3.1. Geometría de un orificio de inyección

Antes de comenzar es conveniente definir los parámetros geométricos del orificio de inyección. En la figura 2.5 están definidas las dimensiones más sig-

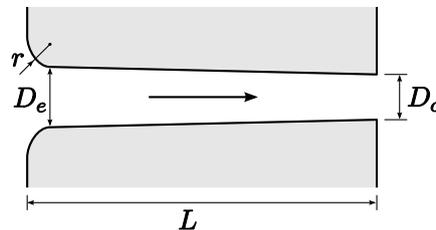


Figura 2.5: Parámetros geométricos de un orificio de inyección.

nificativos de un orificio de inyección. Éstas son: diámetros de entrada y salida del orificio D_e y D_o , longitud L , y radio de entrada r . A partir de estas dimensiones se definen los siguientes parámetros adimensionales de forma de los orificios:

- Relación longitud-diámetro $L/D = L/D_o$.
- Relación radio de acuerdo-diámetro $r/D = r/D_e$. Determina el diseño de la entrada al orificio. Para aristas de entrada rectas ("sharp" en inglés) este valor valdrá cero.

- Relación entre diámetros de entrada y salida D_e/D_o . Determina la convergencia o divergencia del orificio. Para orificio cilíndricos este parámetro valdrá 1 y para orificios convergentes será mayor que uno.

Para la determinación de la convergencia del orificio en la bibliografía es habitual el empleo del parámetro *k-factor* el cual se calcula como

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

Sin embargo, este parámetro tiene una deficiencia importante, y es que no distingue entre distintos tamaños de orificio. Por ejemplo, un orificio con $D_e = 210 \mu\text{m}$ y $D_o = 200 \mu\text{m}$ tiene el mismo *k-factor* que otro de $D_e = 110 \mu\text{m}$ y $D_o = 100 \mu\text{m}$, sin embargo, la variación de área, y por lo tanto las características del flujo, en uno y otro caso son totalmente distintas.

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

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

D_o	100 – 250 μm
L	700 – 1000 μm
r	0 – 50 μm
L/D	4 – 10
r/D	0 – 0,3
D_e/D_o	1 – 1,25

2.3.2. Características del flujo

A la hora de determinar las características de flujo en conductos, habitualmente se emplean modelos y ecuaciones basados bien en régimen laminar o bien en turbulento, en el que el paso de régimen laminar a turbulento se verifica para un determinado número de Reynolds, conocido como número crítico de Reynolds. Para la mayoría de aplicaciones prácticas este valor se sitúa en $Re_{crit} \approx 2300$ ¹. Para Re por debajo de este valor el régimen será laminar, por

¹Este Re_{crit} corresponde a un flujo con alto nivel de perturbaciones a la entrada del conducto (el caso habitual en la práctica). Sin embargo, a medida que nivel de perturbaciones a la entrada disminuye este valor aumentará, pudiendo alcanzar perfectamente valores de Re_{crit} superiores a 10000 [13,14].

encima hasta un $Re \approx 4000$ se encuentra una zona de transición en donde el flujo fluctúa entre régimen laminar y turbulento alternativamente. A partir de $Re \approx 4000$ se puede considerar el régimen totalmente turbulento.

Sin embargo, esta forma de describir el flujo sólo resulta válida para flujos totalmente desarrollados, es decir para conductos largos (L/D grandes) donde la influencia de los efectos a la entrada del conducto son despreciables frente al resto de factores. Por lo tanto, no será válida para el caso del flujo en orificios de inyección, ya que la longitud de los orificios ($L/D \leq 10$) es del mismo orden, o incluso menores para la mayoría de los casos, que la longitud de entrada característica del flujo hasta alcanzar el flujo totalmente desarrollado bien laminar o turbulento.

En efecto, la longitud de entrada, L_e , para régimen laminar viene determinada en función de Re por [14]

$$\frac{L_e}{D} = 0,03 Re , \quad (2.2)$$

aunque el coeficiente de la ecuación varía según autores en un rango de 0,03 a 0,06 [15]. Así, por ejemplo, para $Re = 2000$ la longitud de entrada es de aproximadamente 60 diámetros. En régimen turbulento, debido a la intensidad de mezcla provocada por la propia turbulencia, la longitud de entrada disminuye con respecto al régimen laminar, pasando a tener un comportamiento más suave con respecto a Re . White [15] propone la siguiente fórmula para calcularlo

$$\frac{L_e}{D} = 4,4 Re^{1/6} , \quad (2.3)$$

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

Como se puede apreciar en cualquiera de los dos casos, laminar o turbulento, la longitud del orificio es menor que la longitud de entrada, por lo que en ningún caso el flujo estará totalmente desarrollado. Este hecho hace que a la hora de analizar el flujo en orificios de inyección haya que tener en cuenta las siguientes consideraciones:

- El flujo estará afectado o controlado principalmente por los efectos de entrada al orificio, es decir, desprendimiento de capa límite, pérdidas de presión locales, etc. De esta forma, las características del flujo: perfiles de velocidad, pérdidas de carga en el orificio, etc., dependerán sobre todo de estos efectos a la entrada.

- Al no estar el flujo totalmente desarrollado, el límite clásico entre régimen laminar y turbulento de $Re_{crit} \approx 2300$ no resulta válido para el flujo en orificios de inyección [16]. En el flujo en orificios no sólo es importante el número de Reynolds en el que puede aparecer la turbulencia, sino también el lugar donde esta aparece (distancia desde la entrada), así como el grado de desarrollo que ésta alcanza.
- De igual modo, hay que tener mucha precaución al aplicar toda la teoría conocida sobre flujo en conductos. Así, por ejemplo, los perfiles de velocidad a la salida del orificio, no seguirán la ley de Hagen-Poiseuille para régimen laminar, ni tienen que ser prácticamente constante en toda la sección en régimen turbulento, tal como ocurriría en un flujo totalmente desarrollado [17].

2.3.3. Pérdidas de carga

Durante el paso del fluido a través del orificio de inyección, este perderá parte de su energía o carga debido a diversas causas, que harán la velocidad final de salida sea menor a la esperada. Como ya se ha comentado, debido a la corta longitud de los orificios, estas pérdidas estarán provocadas principalmente por las pérdidas a la entrada del orificio, aunque no hay que olvidar las pérdidas por fricción con las paredes.

Pérdidas de carga a la entrada del orificio

Debido al abrupto cambio de sección que existe a la entrada de los orificios, el flujo difícilmente puede seguir el camino marcado por la pared produciéndose el despegue de capa límite a la entrada del orificio. Como resultado, el flujo se constriñe en la región conocida como *vena contracta*, ver figura 2.6, apareciendo una zona de recirculación. Esta constricción provoca que el flujo se acelere (y disminuya la presión) en la *vena contracta*, para posteriormente desacelerar tal como la *vena contracta* se va ensanchando hasta que alcanza de nuevo la pared. El proceso de aceleración puede considerarse sin pérdidas ya que las líneas de flujo están bien guiadas, sin embargo no ocurre lo mismo en la desaceleración, donde debido a la intensa interacción con la zona de recirculación se produce una gran disipación viscosa con la consiguiente pérdida de carga [17].

La pérdida de carga a la entrada a un conducto, Δp_{ent} , puede evaluarse como

$$\Delta p_{ent} = \xi \frac{\rho_f}{2} u_m^2, \quad (2.4)$$

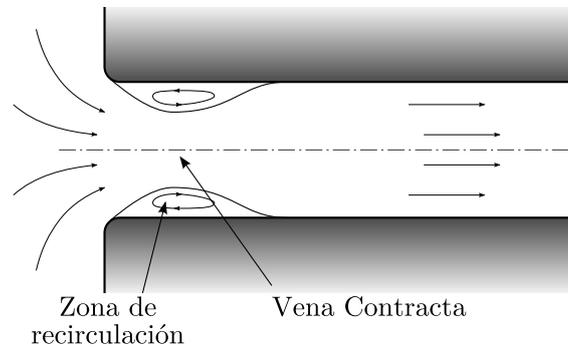


Figura 2.6: Desprendimiento de capa límite a la entrada de un orificio de inyección.

donde ρ_f y u_m son la densidad del fluido y la velocidad media en el conducto respectivamente. Las pérdidas vienen determinadas por el coeficiente de pérdidas ξ el cual depende principalmente de la geometría de la entrada al orificio y del número de Reynolds. Debido a la dificultad del análisis analítico, éste debe ser obtenido experimentalmente. Gracias al trabajo de algunos autores como por ejemplo Idelchik [18], la pérdida de carga de geometrías muy usadas, como la entrada a un conducto en diferentes condiciones, ya están tabuladas.

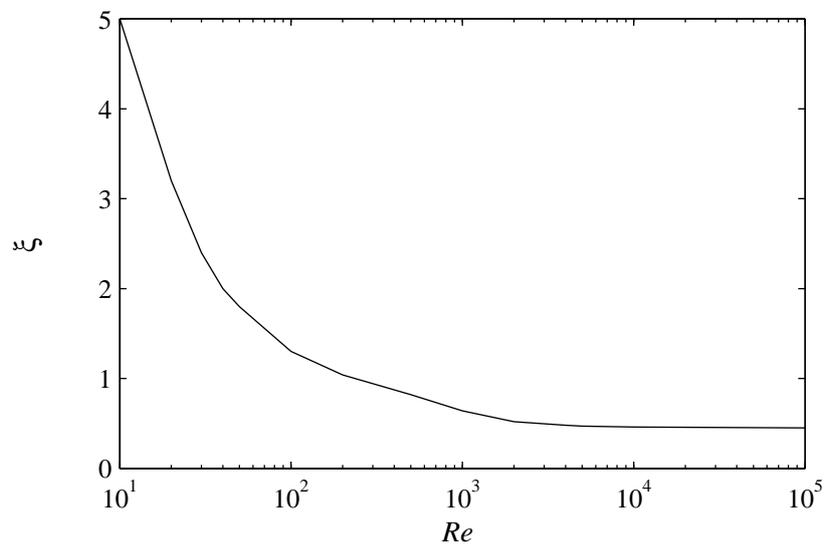


Figura 2.7: Pérdida de carga a la entrada de un orificio con aristas rectas ($r/D = 0$), desde un depósito, en función de Re . (Datos extraídos de [18])

En la figura 2.7 está representado el comportamiento del coeficiente de pérdidas con respecto al número de Reynolds para la entrada de un orificio con aristas rectas ($r/D = 0$) desde un deposito. En esta figura pueden distinguirse dos zonas:

- Para $Re < 10^4$ el coeficiente de pérdidas decrece al aumentar Re . Esta zona se suele asociar a régimen laminar [19–22], o dicho de otro modo, en esta zona los esfuerzos viscosos tiene un peso importante con respecto a los esfuerzos convectivos, provocando mayores pérdidas por disipación viscosa. A medida que el Re aumenta los esfuerzos viscosos son cada vez menos importantes, disminuyendo por ello ξ .
- Para $Re \geq 10^4$ el coeficiente se comporta prácticamente constante. Esta zona suele asociarse al régimen turbulento [19–22], en donde la principal fuente de pérdidas es la disipación turbulenta.

Tal como se comentó en la sección (2.3.2), nótese como el límite usual de cambio de comportamiento, $Re_{crit} \approx 2300$, no tiene ninguna validez en este caso.

Pérdidas por fricción con las paredes

La otra fuente de pérdidas de carga a considerar es debida a la fricción con las paredes en el interior de los orificios. La forma de evaluar esta pérdida es mediante la expresión

$$\Delta p_{fric} = f \frac{L}{D} \frac{\rho_f}{2} u_m^2, \quad (2.5)$$

donde, como se puede observar, ésta dependerá tanto del factor de fricción, f , como de la longitud del orificio, L/D .

El factor de fricción, f , depende del número de Reynolds, así como de la rugosidad de las paredes. Para obtener su valor se podría emplear por ejemplo el ábaco de Moody, sin embargo este valor corresponde a flujos totalmente desarrollados y por lo tanto no será del todo extrapolable al caso de orificios de inyección, aunque sí son esperables las mismas tendencias.

Así, para régimen laminar el factor de fricción no dependerá de la rugosidad y puede evaluarse mediante

$$f = C/Re. \quad (2.6)$$

En régimen turbulento, la rugosidad sí afecta a f , mientras que el número de Reynolds tiene menor influencia. Así, por ejemplo para paredes lisas, la

dependencia de f con Re viene dada por [18]

$$f \propto Re^{-1/4} . \quad (2.7)$$

Como se ha comentado anteriormente, las pérdidas por fricción tienen menos importancia que las pérdidas a la entrada, sin embargo conforme estas últimas sean más pequeñas, por ejemplo debido a un mayor radio de acuerdo, las pérdidas por fricción ganarán peso en las pérdidas totales.

2.3.4. El coeficiente de descarga

Uno de los parámetros más empleados a la hora de evaluar el flujo a través de orificios de inyección es el coeficiente de descarga. Éste se define como el caudal másico real frente al máximo teórico.

Para obtener el caudal teórico, primero hay que evaluar la velocidad máxima para un salto de presiones dado. Ésta se obtiene planteando la ecuación de Bernoulli entre aguas arriba del orificio y justo a la salida del orificio y suponiendo pérdidas nulas. Así pues, suponiendo despreciable la velocidad del fluido aguas arriba, se obtiene

$$\frac{p_i}{\rho_f} = \frac{p_b}{\rho_f} + \frac{1}{2} u_{teo}^2 \quad (2.8)$$

donde p_i y p_b son la presión aguas arriba y aguas abajo respectivamente y ρ_f es la densidad del combustible. Despejando de esta ecuación y teniendo en cuenta que la caída de presión en el orificio se calcula como $\Delta p = p_i - p_b$, la velocidad máxima teórica, también conocida como velocidad de Bernoulli, queda determinada como

$$u_{teo} = \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho_f}} . \quad (2.9)$$

Suponiendo que el combustible utiliza toda la sección geométrica de salida, A_o , el caudal teórico vendrá dado por

$$\dot{m}_{teo} = A_o \rho_f u_{teo} . \quad (2.10)$$

Por lo tanto el coeficiente de descarga C_d , quedará como

$$C_d = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{teo}} = \frac{\dot{m}}{A_o \rho_f u_{teo}} , \quad (2.11)$$

o también, sustituyendo en esta última expresión la ecuación (2.9), el C_d queda expresado en términos de la caída de presión como

$$C_d = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{teo}} = \frac{\dot{m}}{A_o \sqrt{2 \rho_f \Delta p}} . \quad (2.12)$$

Coefficiente de descarga en una tobera en ausencia de cavitación

Teniendo en cuenta las pérdidas de carga vistas anteriormente es posible hacer una estimación del coeficiente de descarga. Para ello, se plantea la ecuación de Bernoulli entre un punto aguas arriba y un punto a la salida del orificio. Así pues, suponiendo despreciable la velocidad del fluido en el punto aguas arriba y un perfil de velocidad uniforme a la salida, y teniendo en cuenta las pérdidas de carga, ecuaciones (2.4) y (2.5), se obtiene

$$p_i = p_b + \frac{\rho_f}{2} u_m^2 + \Delta p_{ent} + \Delta p_{fric} . \quad (2.13)$$

Ahora, despejando la velocidad media se obtiene

$$u_m = \sqrt{\frac{1}{1 + \xi + f \frac{L}{D}}} \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho_f}} . \quad (2.14)$$

Por último sustituyendo este valor en la fórmula del coeficiente de descarga, ecuación (2.11), y teniendo en cuenta que $\dot{m} = A_o \rho_f u_m$ se obtiene

$$C_d = \sqrt{\frac{1}{1 + \xi + f \frac{L}{D}}} . \quad (2.15)$$

Según esta ecuación, como cabría esperar, cuanto menores sean los coeficientes de pérdidas, ξ y f , mayor será el coeficiente de descarga, alcanzando el máximo de $C_d = 1$ si éstos fueran nulos. Además, el comportamiento del C_d en función del número de Reynolds vendrá determinado por el comportamiento de estos coeficientes, el cual se ha visto en la sección (2.3.3), donde sobre todo es importante el comportamiento del coeficiente de pérdidas a la entrada (ver figura 2.7). En la figura 2.8 está representado el aspecto de este comportamiento, en donde, como se puede observar, hay una primera zona con C_d creciente hasta llegar a un valor asintótico, a partir del cual el C_d permanece constante o crece muy ligeramente. Lichtarowicz y otros [19] definen este valor máximo de C_d como coeficiente de descarga último, C_{du} . Este comportamiento ha sido constatado en innumerables trabajos como por ejemplo [19–22].

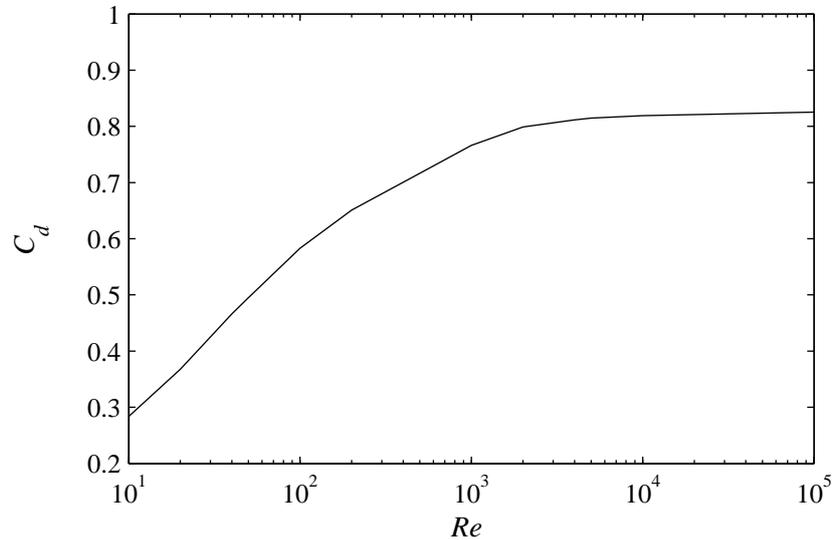


Figura 2.8: Comportamiento del coeficiente de descarga en función del número de Reynolds para un orificio no cavitante. Ejemplo correspondiente a un orificio con entrada de aristas rectas ($r/D = 0$).

2.3.5. El fenómeno de la cavitación

Cuando ocurre desprendimiento de capa límite a la entrada del orificio, en las zonas de recirculación la presión estática disminuirá debido a la alta velocidad de los vórtices que hay en ella. Si la presión estática disminuye por debajo de la presión de vapor aparecerá el fenómeno de cavitación, en el cual el líquido cambia a fase vapor, apareciendo cavidades de vapor en el interior del líquido. La cavitación se originará justo detrás de la arista de entrada al orificio y, una vez aparecen las cavidades de vapor, éstas serán arrastradas aguas abajo por el flujo.

La aparición de cavitación en orificios de inyección Diesel es un fenómeno muy común debido a los abruptos saltos de presión empleados en los sistemas de inyección actuales. Más si cabe, teniendo en cuenta que las geometrías de orificios enfocadas a evitar la cavitación: orificios convergentes y/o gran radio de acuerdo a la entrada, han empezado a emplearse relativamente hace poco tiempo [23–25]. De aquí que el estudio de la cavitación en la inyección Diesel haya sido un tema ampliamente investigado como se puede comprobar en las extensas revisiones realizadas por Salvador, Schmidt y Corradini o Dumont y otros [25–27].

Aspecto de la cavitación

Una de las primeras investigaciones en hacer referencia a la aparición de cavitación en el interior de los orificios, fue la presentada por Bergwerk [28]. En ella utilizando pequeños orificios transparentes observó cómo en determinadas circunstancias se producía cavitación. A partir de este trabajo, han sido numerosos los estudios encaminados a la visualización de la cavitación en el interior de los orificios de inyección con el fin de observar cuándo se produce la aparición de ésta y qué características tiene. Estos trabajos comprenden tanto estudios con modelos transparentes a escala [29–38], como estudios con geometrías de tamaño real [39–53].

Según sus características se distinguen tres tipos o regímenes de cavitación:

- *Cavitación en películas o láminas.* Este tipo de cavitación es el más habitual en toberas de motores Diesel [25, 54]. Las cavidades se producen en los bordes de la entrada formando grandes vacíos de vapor y se extienden en forma de películas aguas abajo. La figura 2.9 muestra las películas en un orificio transparente a escala real [53]. Dado que fue iluminado con una lamina de láser, sólo las cavidades del plano central reflectan la luz.
- *Cavitación homogénea o cavitación de burbujas.* En este régimen la cavitación está formada por una nube de pequeñas burbujas homogéneamente distribuidas. Este tipo de cavitación es advertido sobre todo en modelos a gran escala [25, 31, 37, 54]. Arcoumanis y otros [31, 54] observaron, en imágenes tomadas de un modelo a escala, cómo al aumentar el nivel de cavitación variaban las características de la cavitación pasando de un régimen en burbujas para la cavitación incipiente (figura 2.10a) a una cavitación en láminas para un nivel alto de cavitación (figura 2.10b^{II}).
- *Cavitación de vórtices.* Este tercer tipo de cavitación ha sido observado en muchas ocasiones en modelos de toberas a gran escala [31, 54–56], pero con menos frecuencia a escala real [39, 52, 54]. Este tipo de cavitación se produce debido a las bajas presiones en el centro de los vórtices del flujo que se forman en el interior del saco de la tobera. Normalmente aparecen entre dos orificios (figura 2.11) o entre un orificio y la aguja, y tiene forma de hilos los cuales siguen el centro de los vórtices. Al contrario de los otros tipos de cavitación, éste es fuertemente transitorio e inestable. Los estudios realizados por Arcoumanis y otros [31] en una tobera a

^{II}El parámetro de cavitación se define en este caso como $CN = (p_i - p_b)/(p_b - p_{vap})$, con p_i y p_b las presiones aguas arriba y aguas abajo del orificio respectivamente y siendo p_{vap} , la presión de vapor.

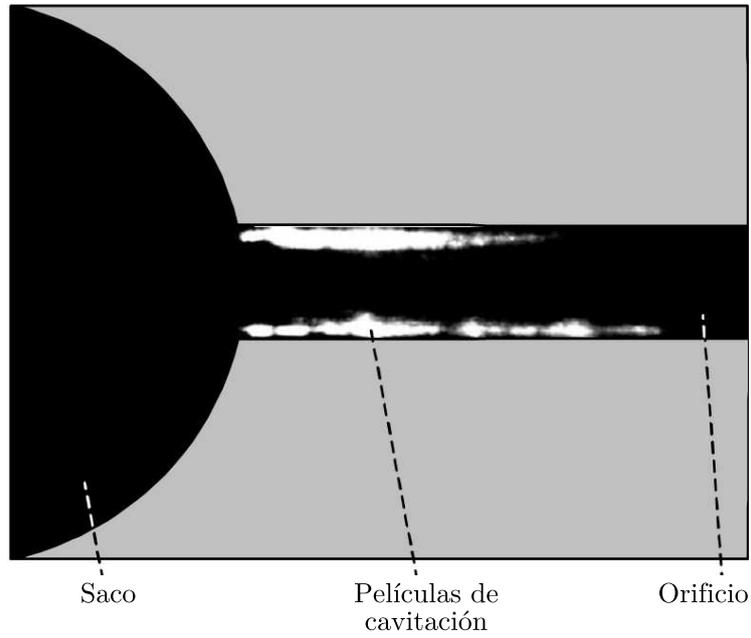


Figura 2.9: Cavitación en películas en una tobera transparente a tamaño real. Iluminación con lámina láser [53].

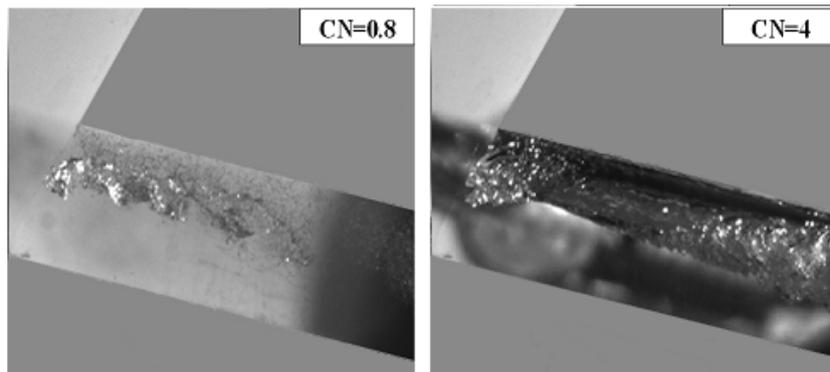


Figura 2.10: Imágenes de cavitación en orificios de inyección en un modelo a escala de una tobera VCO para diferentes niveles de cavitación [54]

escala muestra como estos hilos de cavitación pueden interactuar con la cavitación existente en el orificio aumentando la turbulencia y provocando una variación de comportamiento entre los distintos orificios de la tobera.

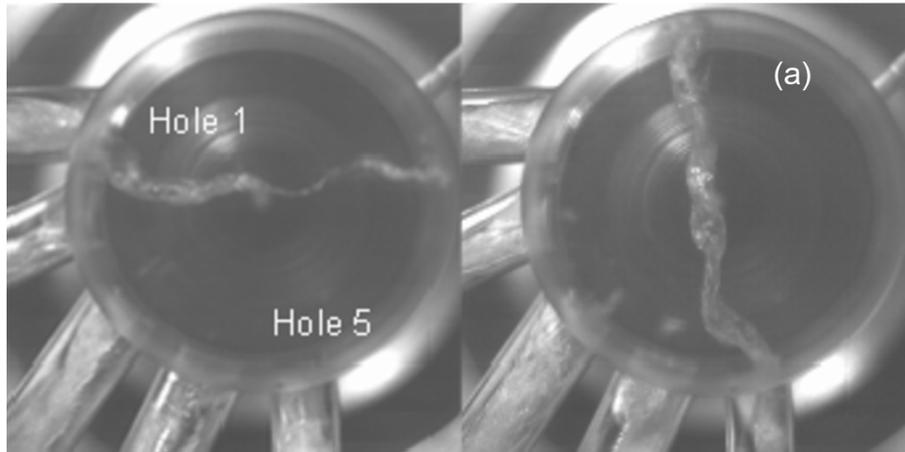


Figura 2.11: Vórtices de cavitación en un saco de inyección entre dos orificios, extendiéndose a los orificios [56].

Es evidente, que desde el punto de vista de la experimentación, el hecho de utilizar modelos a gran escala que reproduzcan la geometría real, facilita mucho la observación del flujo interno y del fenómeno de cavitación. Sin embargo, tal como apuntan algunos autores [25, 44, 54], las conclusiones obtenidas de modelos a escala no son completamente extrapolables al tamaño real.

Pérdida de capacidad de descarga

Como se puede prever, la aparición de cavitación provocará un cambio sustancial en las características del flujo en el interior de los orificios. Sin duda, una de las consecuencias más importantes de la aparición de la cavitación es la pérdida de capacidad de descarga que sufre el orificio.

En efecto, la aparición de cavidades de vapor en el interior del orificio de inyección harán que la densidad media de este disminuya, tanto más cuanto mayor sea el área ocupada por el vapor. Esta disminución de densidad, indudablemente provocará una disminución del flujo másico respecto al que cabría esperar para unas condiciones de presión determinadas. Este efecto ha sido observado desde las primeras investigaciones realizadas sobre la materia, así Bergwerk [28] ya apreció la disminución del flujo másico en su trabajo de 1959.

Modelo unidimensional de la cavitación. Fue Nurick [57] quien, basándose en sus experiencias con modelos de orificios transparentes a gran escala en condiciones de cavitación, desarrollo un interesante modelo mediante el cual se consiguen explicar muchos de los fenómenos que acontecen cuando aparece la cavitación.

Como ya se ha comentado, la cavitación se forma debido a la baja presión estática que se alcanza en el flujo en condiciones de alta velocidad, en la zona cercana a la arista de entrada al orificio, debido a la separación de la capa límite que tiene lugar en esa zona. La separación de la capa límite junto con la aparición de cavitación, provocará una disminución en la sección de paso, confinando el flujo en lo que se conoce como *vena contracta*. Esta reducción del área vendrá acompañada de un incremento de la velocidad, tal como predice la ecuación de continuidad. La conservación de la cantidad de movimiento, por otra parte, establece que la aceleración del líquido a través de la *vena contracta* causará una disminución de la presión estática en esa zona.

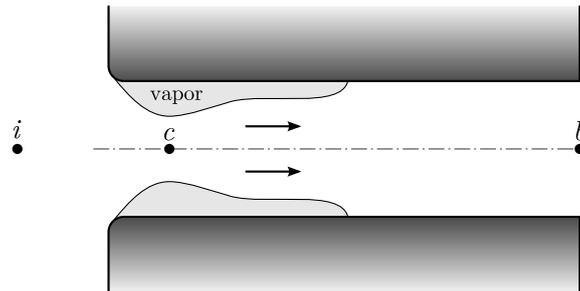


Figura 2.12: Representación esquemática del fenómeno de cavitación en tobera axisimétrica.

Un diagrama sencillo de lo comentado se representa en la figura 2.12, el cual sirve además para plantear el modelo de Nurick. En este esquema, el punto i , se corresponde con un punto aguas arriba del orificio y suficientemente alejado de éste, donde la velocidad puede considerarse nula. El punto c , se corresponde con un punto justo en el punto más estrecho de la contracción de la vena contracta. Finalmente, el punto b , se encuentra en la sección de salida del orificio. La zona de cavitación, o de fase vapor, se considera en este análisis como una zona cercana a la pared que ocupa una fracción fija de la sección transversal del orificio, mientras que la fase líquida, *vena líquida*, discurrirá por el centro del orificio.

El área de sección de paso del líquido en el punto c , A_c , viene dada en términos del área geométrica como $A_c = C_c A_o$, donde C_c se define como el

coeficiente de contracción. Este coeficiente es un parámetro dependiente de la geometría de la entrada del orificio, y varía entre 0,61 y 1, donde el menor valor corresponde a una entrada totalmente recta [26].

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

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

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

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

Combinando las ecuaciones (2.16) y (2.17), se obtiene

$$\dot{m} = A_o C_c \sqrt{2 \rho_f (p_i - p_{vap})} . \quad (2.18)$$

Esta expresión del flujo másico puede ser utilizada para obtener el coeficiente de descarga del flujo en condiciones cavitantes. Así, combinando las ecuaciones (2.18) y (2.12) se llega a la siguiente expresión para el coeficiente de descarga en términos de las presiones aguas arriba y abajo del orificio

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

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

$$K = \frac{p_i - p_{vap}}{p_i - p_b} . \quad (2.20)$$

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

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

Las consecuencias que se pueden extraer de este modelo son múltiples y muy interesantes:

- Una consecuencia muy importante y clave que se deriva de la ecuación (2.18), es, que el flujo másico de un 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 de saturación, p_{vap} . Es decir, en estas condiciones, el modelo predice que el orificio está colapsado, bajo estado de choque. Este resultado puede parecer sorprendente, sin embargo se ha comprobado sobradamente de forma experimental. Por ejemplo, Soteriou y otros [37] quienes lo verificaron tanto en toberas a gran escala como a escala real. En la figura 2.13 esta representado el flujo másico para una tobera para distintas presiones de inyección, donde se puede observar como al disminuir la presión de descarga (mayor caída de presión) el flujo másico queda colapsado sin aumentar su valor (extraído de [58]).

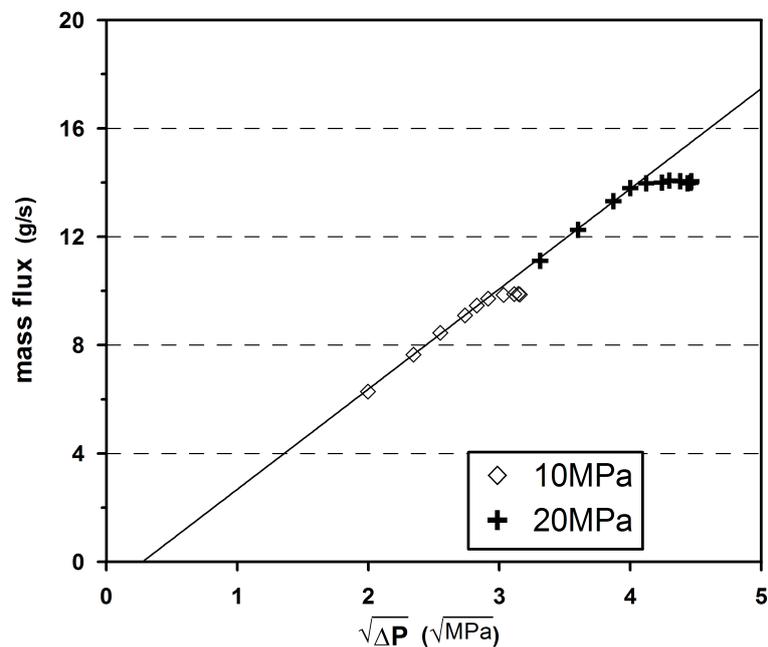


Figura 2.13: Flujo másico en una tobera con orificios cilíndricos para distintas condiciones de presión de inyección y contrapresión [58].

- En cuanto aparece la cavitación las características del flujo dejan de depender del número de Reynolds, para pasar a estar controlado por un nuevo parámetro adimensional, K , llamado número de cavitación. Conceptualmente este parámetro compara el esfuerzo convectivo como incitador de la cavitación, con el efecto inhibitor de la cavitación de la diferencia entre la presión de descarga y la presión de vapor.

El incremento de la presión aguas arriba, p_i , incrementará la cavitación, mientras que el incremento de la presión de descarga, p_b , la inhibirá. Por lo tanto, tal como está definido K , el nivel o grado de cavitación aumentará cuanto menor sea este parámetro.

- Este parámetro aparte de controlar el flujo en condiciones de cavitación, también determina el momento en el que se inicia la cavitación. Así, se define un número de cavitación crítico, K_{crit} , a partir del cual, para $K \leq K_{crit}$ el orificio se encontrará en condiciones de cavitación. Tal como está definido, cuanto menor sea este parámetro menos probable será que la cavitación aparezca.

El número de cavitación crítico depende principalmente de la geometría del orificio. Macian y otros [59] realizaron un estudio en el se investigó el K_{crit} variando parámetros geométricos como el radio de entrada, la convergencia del orificio y el diámetro. Como cabría esperar, según los resultados de Macian y otros, el aumento del radio de acuerdo y de la convergencia del orificio disminuyen el K_{crit} previniendo la cavitación, mientras que el aumento del diámetro aumenta el K_{crit} . Algunos autores [58–61] también indican la dependencia del K_{crit} con la presión de inyección.

En la figura 2.14 está representado los resultados de coeficiente de descarga frente al número de cavitación, para la misma tobera de la figura 2.13 [58]. En esta figura se puede apreciar la existencia del K_{crit} que determina la frontera entre la cavitación y la no cavitación, así como que, cuando la tobera cavita, está sigue el modelo de Nurick a la perfección.

Otros efectos de la cavitación

Disminución de la fricción con las paredes. Las cavidades de vapor situadas junto a las paredes de los orificios o en las cercanías de ellas (ver figura 2.9), provocarán que disminuya el pérdidas por fricción con las paredes, debido a la menor viscosidad del vapor [62].

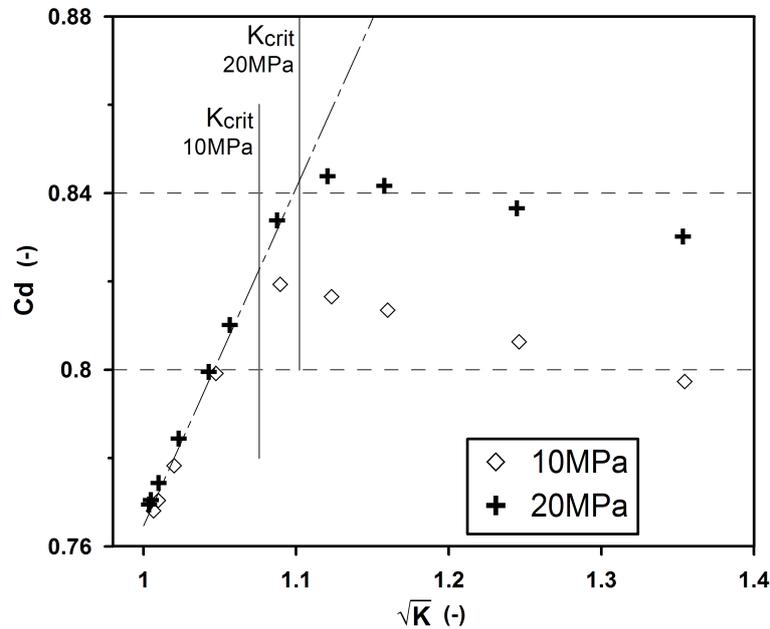


Figura 2.14: Coeficiente de descarga frente al número de cavitación en una tobera con orificios cilíndricos [58].

Aumento de la velocidad. Son muchos los autores que han comprobado que al aparecer la cavitación la velocidad efectiva de salida es superior a la que cabría esperar en condiciones de no cavitación [25, 44, 63–66]. Este hecho se justifica debido a la disminución de la fricción con las paredes, como se visto anteriormente.

Aumento de la turbulencia. Otro efecto provocado por la cavitación es el aumento de la turbulencia. Esta vendrá provocada tanto por la repentina formación de las cavidades como por el colapso de éstas. Algunos autores como [38, 50, 67] han comparado el nivel de turbulencia entre condiciones cavitantes y no cavitantes, empleando para ello la técnica LDV (velocimetría por laser doppler) sobre modelos a mayor escala transparentes. Todos ellos constatan el aumento de la turbulencia con la cavitación.

2.3.6. Influencia de la geometría sobre el flujo interno

A continuación se expone la influencia que tienen sobre el flujo interno los principales parámetros geométricos de un orificio de inyección.

Relación longitud-diámetro

El efecto de la relación longitud-diámetro sobre el flujo interno será distinto según si el orificio está en situación de cavitación o no. Así, cuando no existe cavitación, el incremento de L/D provocará que las pérdidas por fricción con las paredes aumenten, y por lo tanto, que el coeficiente de descarga disminuya. Lichtarowicz recoge en [19] los resultados de múltiples investigadores para orificios de diferentes L/D en condiciones de no cavitación. En la figura 2.15 están recogidos estos resultados según la influencia de L/D sobre el coeficiente de descarga último, C_{du} , definido éste como el C_d constante alcanzado a altos números de Reynolds ($Re > 10^4$).

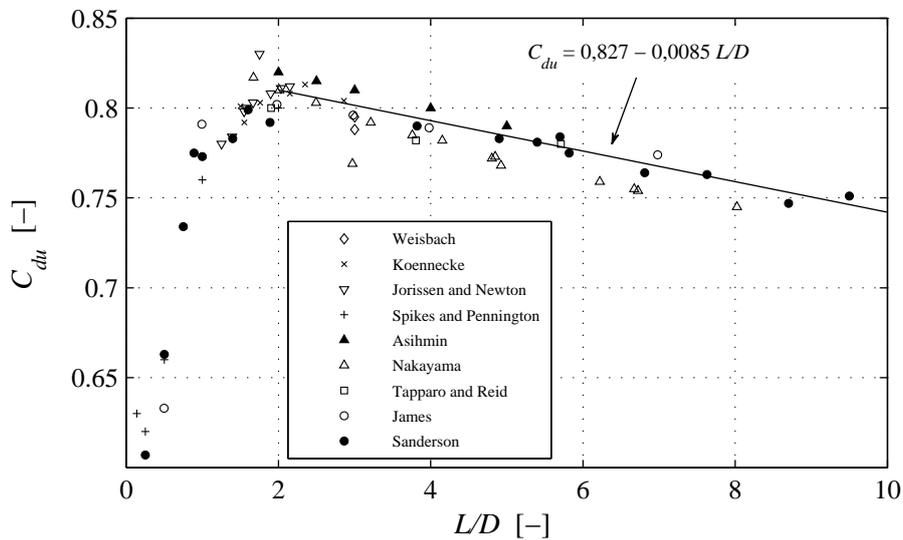


Figura 2.15: Variación del coeficiente de descarga último con la relación longitud-diámetro. Datos recopilados por Lichtarowicz [19].

En esta figura se pueden apreciar dos zonas con comportamiento distinto. Para L/D pequeñas, menores a 2, se producirán fenómenos de separación del flujo [19], lo que provocará que el valor del C_{du} sea menor al ser la sección de paso efectiva menor. Para $L/D > 2$, ya sin separación, se puede observar como el C_{du} desciende al aumentar L/D . Teniendo en cuenta estos resultados Lichtarowicz propone la siguiente relación entre

$$C_{du} = 0,827 - 0,0085L/D \quad (2.22)$$

La explicación de este fenómeno se encuentra justamente en el aumento de las pérdidas por fricción con las paredes (ver ecuación (2.5)).

Respecto a la aparición de cavitación, mayores L/D conducen a un menor K_{crit} , y por lo tanto dificultan la aparición de cavitación [20,21,68]. En efecto, la mayor pérdida de carga debida a una mayor L/D , provoca que, para la misma presión de descarga y el mismo caudal, la presión a la entrada del orificio sea mayor cuanto mayor sea L/D y por lo tanto la posibilidad de alcanzar la presión de vapor disminuya. Este efecto puede ser fácilmente comprendido observando la figura 2.16 utilizada por Ramamurthi [68] para justificar este resultado.

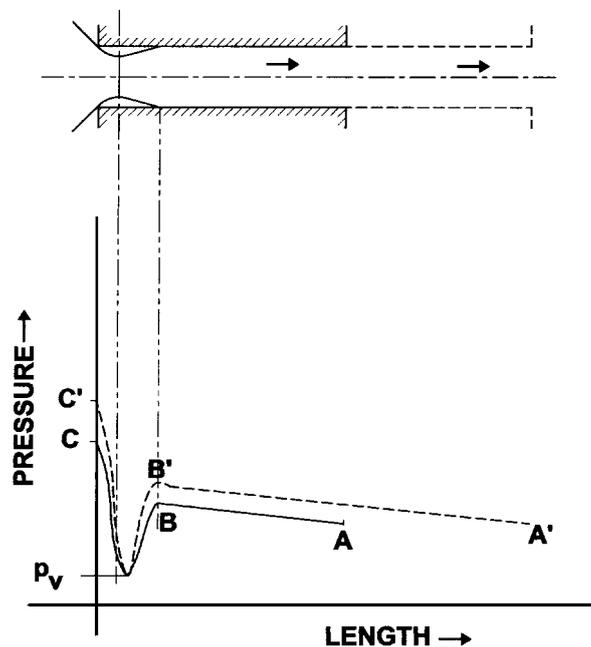


Figura 2.16: Variación de la presión estática a lo largo de dos orificio de distinto L/D [68].

Convergencia del orificio

Mayor convergencia del orificio implica que el área de entrada al orificio sea mayor que el de salida. Por lo tanto, teniendo en cuenta la conservación de la masa, la velocidad media en la sección de entrada será tanto menor cuanto mayor sea la convergencia. Esto hecho se puede expresar según la siguiente ecuación

$$\frac{u_e}{u_s} = \frac{A_s}{A_e} = \left(\frac{D_o}{D_e}\right)^2, \quad (2.23)$$

donde se ha supuesto densidad, presión y velocidad uniformes a la entrada y salida del orificio. Por otro lado, planteando la ecuación de Bernoulli entre la entrada y la salida se obtiene

$$p_e + \frac{1}{2} \rho_f u_e^2 = p_s + \frac{1}{2} \rho_f u_s^2 . \quad (2.24)$$

Sustituyendo el valor de u_e según la ecuación (2.23) y despejando se obtiene

$$\frac{p_e - p_s}{\frac{1}{2} \rho u_s^2} = 1 - \left(\frac{A_s}{A_e} \right)^2 = 1 - \left(\frac{D_o}{d_e} \right)^4 . \quad (2.25)$$

Como queda demostrado en esta ecuación, una mayor convergencia del orificio (mayor D_e/D_o) provocará un importante aumento de la presión estática a la entrada del orificio con respecto a la que tendría si el orificio fuera cilíndrico.

Las consecuencias de esta mayor presión en la sección de entrada al orificio son varias. Con respecto a la cavitación, es evidente que la mayor presión en la sección de entrada disminuirá la aparición de cavitación (menor K_{crit}) pudiendo incluso a evitarla por completo para las condiciones de presión habituales de trabajo. De hecho, la principal utilidad de los orificios convergentes en los sistemas de inyección actuales es justamente evitar la cavitación [23].

Otra consecuencia de la convergencia y de la mayor presión en la sección de entrada, aunque de menor importancia que la disminución de la cavitación, es la disminución de las pérdidas de carga a la entrada del orificio comparado con un orificio cilíndrico. En efecto, las pérdidas de carga a la entrada dependen de la velocidad o caída de presión acaecida en la entrada del orificio. Puesto que esta caída de presión será menor en el caso de un orificio convergente, también lo serán las pérdidas de carga. Por lo tanto, otro efecto de la convergencia del orificio será un mayor coeficiente de descarga.

Radio de acuerdo del borde de entrada

Como se ha visto en la sección §2.3.3 la causa principal de la pérdida de carga a la entrada de los orificios es debida al desprendimiento de la capa límite provocado por las altas velocidades y el abrupto cambio de dirección al que es sometido el flujo. Una forma de disminuir el desprendimiento de capa límite y por tanto las pérdidas asociadas a este, es dotando al borde de entrada de un radio de acuerdo. Así a mayor radio, menor será la pérdida de carga, pudiendo incluso casi eliminar el desprendimiento de capa límite para $r/D \geq 0,2$ [17].

La variación de esta pérdida de carga en función del radio de acuerdo ha sido tabulado por algunos autores, como por ejemplo Idelchik [18], donde se

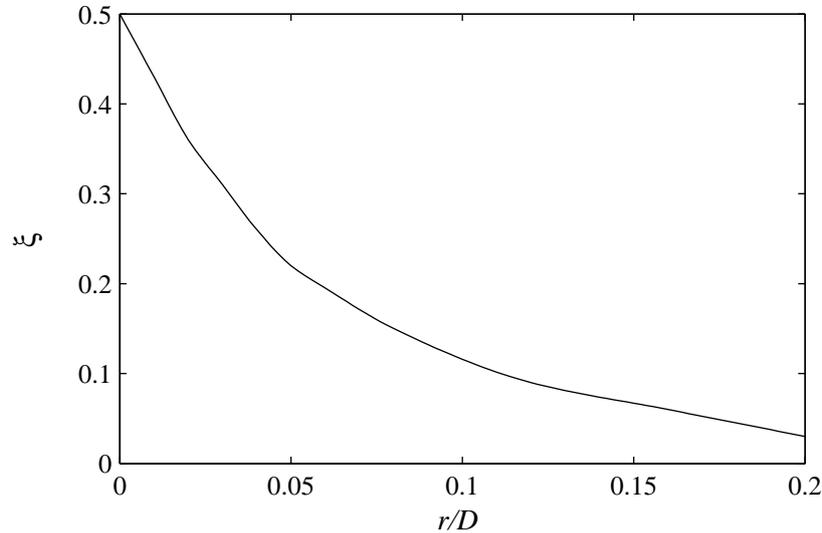


Figura 2.17: Pérdida de carga a la entrada de un orificio desde un depósito en función del radio de acuerdo de la arista de entrada r/D para $Re \geq 10^4$. (Datos extraídos de [18])

puede observar claramente la disminución de la pérdida de carga al aumentar r/D , figura 2.17.

Aparte de la disminución de la pérdida de carga y el consiguiente aumento del coeficiente de descarga, el aumento del radio de entrada disminuirá la aparición de la cavitación [69]. En efecto, a mayor r/D menor será la separación de capa límite, y por lo tanto, la presión mínima alcanzada en la entrada del orificio, debido a esta menor separación, será mayor disminuyendo o evitando la aparición de cavitación.

2.4. El chorro de inyección

Pasamos a revisar a continuación los aspectos más importantes sobre el conocimiento actual del chorro Diesel, empezando por aspectos de la atomización y posteriormente haciendo especial atención en las investigaciones que tratan de mejorar el conocimiento entre la relación geometría-comportamiento del chorro. En la parte final se hace una recopilación de los modelos de chorros que incluyen en su física la influencia de la geometría.

2.4.1. Regímenes de atomización

De acuerdo con Reitz y Bracco [70], se pueden distinguir cuatro regímenes de atomización a medida que la velocidad de inyección aumenta:

- Régimen de Rayleigh, para muy bajas velocidades de inyección.
- Primer régimen inducido por interacción aerodinámica.
- Segundo régimen inducido por interacción aerodinámica.
- Régimen de atomización, para altas velocidades de inyección.

Régimen de Rayleigh

Para bajas velocidades de inyección, del orden de 10^3 m/s, la atomización de la vena líquida, se debe, básicamente, a la tensión superficial. Se crean deformaciones radiales axisimétricas por la interacción entre las perturbaciones iniciales en la superficie del chorro y las fuerzas de tensión superficial. Estas deformaciones aumentan hasta provocar la ruptura de la vena líquida en gotas de diámetro uniforme.

Primer régimen inducido por interacción aerodinámica

Para velocidades de inyección más elevadas, el efecto de las fuerzas aerodinámicas aumenta debido a la velocidad relativa entre la vena líquida y el gas ambiente. Este régimen presenta dos modos diferentes:

- Para las velocidades más bajas la interacción aerodinámica amplifica las inestabilidades axi-simétricas debidas a las fuerzas de tensión superficial. Este fenómeno produce un chorro con "bulbos" importantes y se traduce en una atomización más rápida, con la generación de gotas cuyo diámetro es del mismo orden de magnitud que el de la vena líquida.
- Para velocidades más altas, las fuerzas aerodinámicas cobran importancia frente a las de tensión superficial. El chorro, que conserva una sección relativamente uniforme, oscila alrededor de su eje de simetría inicial. Con esta oscilación, el chorro adquiere una forma helicoidal, alargándose. La disminución de la sección de la vena líquida provoca la atomización del líquido, de manera similar al caso anterior.

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 inyector 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. La distancia entre el orificio de salida y el inicio de la separación de las gotas es función de la velocidad de inyección. El diámetro de estas gotas es del orden de la longitud de onda de las perturbaciones.

Régimen de atomización

En el régimen de atomización anterior, la separación de las gotas ocurre cada vez más cerca del orificio a medida que aumenta la velocidad de inyección. A partir de una cierta velocidad, la atomización empieza justo en la salida del orificio. Se observa entonces un cambio en el comportamiento global del chorro que marca el inicio del régimen de atomización. No existe una clara discontinuidad respecto al régimen anterior pero debido a que las velocidades son más elevadas, otros mecanismos (turbulencia, cavitación, etc.) empiezan a aparecer. El papel exacto de estos mecanismos no es bien conocido y puede ser muy variable en función de las condiciones operativas. Se hará un análisis más detallado de cada uno de ellos en el apartado siguiente.

2.4.2. Mecanismos de atomización de un chorro Diesel

Como consecuencia de las condiciones operativas (en particular las altas presiones de inyección) las características de los chorros Diesel corresponden a los dos últimos regímenes: segundo régimen inducido por interacción aerodinámica y, principalmente, régimen de atomización. Sobretudo para este último, los mecanismos que provocan la ruptura de la vena líquida no son totalmente conocidos. A pesar de los numerosos estudios experimentales realizados, no existe por el momento una teoría capaz de explicar todos los comportamientos observados.

Se cree que la atomización es debida a la superposición de diversos mecanismos independientes que, en función de las condiciones de inyección, pueden cobrar más o menos importancia relativa.

Ruptura debida a inestabilidades aerodinámicas

Es probable que el crecimiento de las perturbaciones inestables en la superficie del chorro se incremente por la mayor velocidad relativa entre el líquido y el gas ambiente. En ese caso, el mecanismo que controla el segundo régimen inducido por interacción aerodinámica se reproduce: las inestabilidades de las ondas de alta frecuencia presentes en la superficie de la vena, causadas por variaciones locales de presión en el gas y el líquido, forman finos ligamentos. El diámetro de la vena líquida va disminuyendo a medida que se aleja del inyector debido a esta pérdida de líquido. Los ligamentos se rompen por la acción de las fuerzas de tensión superficial y/o de la interacción aerodinámica con el gas ambiente. Este mecanismo ha sido estudiado teóricamente por varios autores: Reitz y Bracco [71], Ruiz [72], basándose principalmente en el análisis lineal de Taylor [73–75]. Para velocidades de inyección relativamente bajas, cerca del segundo régimen inducido por interacción aerodinámica, este análisis lineal concuerda bien con los resultados experimentales. Sin embargo, a medida que va aumentando la velocidad de inyección, la tasa de atomización y el ángulo de apertura del chorro calculados son menores, poniendo de manifiesto que existen entonces otros efectos importantes que favorecen el proceso de atomización. Además, la teoría aerodinámica no considera la influencia de la geometría del orificio que tiene un efecto muy importante en el caso de la inyección Diesel. En consecuencia no es posible explicar el fenómeno de atomización de un chorro Diesel únicamente por el análisis lineal de las inestabilidades en la superficie de la vena líquida.

Turbulencia

Otros autores como Ruiz [76], han descrito la turbulencia como una de las causas principales de la atomización. Esta turbulencia se genera en el sistema de inyección, particularmente en el orificio del inyector. Las velocidades turbulentas radiales están en este tramo contenidas por las paredes del inyector. A la salida del inyector, la componente radial de las fluctuaciones turbulentas expulsa combustible fuera de la vena líquida, provocando la atomización. Este mecanismo permite explicar la atomización de chorros inyectados en el vacío y para los cuales no existe interacción aerodinámica con el ambiente. De otro lado, es evidente que no es el único mecanismo de la atomización de un chorro Diesel ya que es ajeno a las grandes variaciones de comportamiento del chorro en función de la densidad del gas.

Cavitación

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

Este hecho lo atestiguan numerosos estudios [25, 47, 69]. Por ejemplo Blessing [47], realizó un interesante estudio con tres toberas transparentes a tamaño real: una divergente y cavitante (k -factor = -2,5), una cilíndrica también cavitante (k -factor = 0) y otra convergente y no cavitante (k -factor = 2,5), en el cual obtuvo imágenes tanto del flujo interior en el orificio como de los primeros milímetros del chorro, ver figura 2.18. Como se puede observar en estas imágenes, la aparición de cavitación provoca un mayor ángulo de apertura del chorro como fruto de la mejor atomización.

Reorganización del perfil de velocidad

Otro posible mecanismo que provoca la atomización de la vena líquida es la modificación del perfil de velocidad dentro del flujo justo a la salida del orificio. Los esfuerzos viscosos debidos a la presencia de la pared del orificio desaparecen y el combustible cerca de la superficie de la vena líquida se acelera. Esta aceleración puede producir inestabilidades.

En el mecanismo propuesto por Brennen [76], esta modificación de la velocidad produce perturbaciones en la superficie del líquido que pueden favorecer la atomización. En el caso de un flujo laminar en el orificio, el perfil de velocidades corresponde a un flujo de Poiseuille. Al desaparecer las paredes, este perfil se transforma en un perfil uniforme. Si la cantidad de movimiento se conserva, esta reorganización del perfil supone una disminución de la energía cinética de la vena líquida. Según Ruiz [76] esta disipación de energía cinética se traduce en la generación de velocidades radiales que provocan la atomización.

2.4.3. Parámetros característicos de los chorros Diesel

La caracterización del chorro Diesel se realiza normalmente según dos puntos de vista: el macroscópico (características geométricas básicas del chorro) y

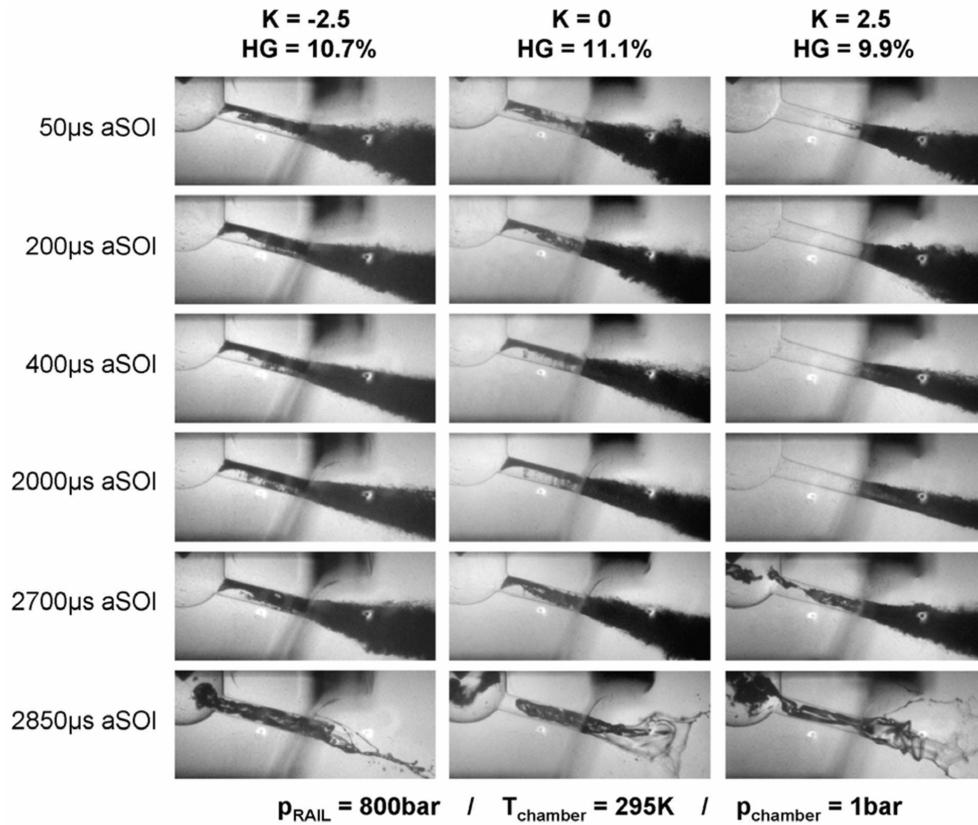


Figura 2.18: Imágenes simultáneas de cavitación en orificios de inyección en tobera transparente de tamaño real y el chorro producido ($p_i = 80$ MPa, $p_b = 0,1$ MPa) [47].

el microscópicas (características internas del chorro):

Desde el punto de vista macroscópico, los parámetros que definen el comportamiento del chorro son:

Penetración

Se define como la distancia que recorre el chorro en el seno del gas, y es un parámetro de suma importancia en el estudio del chorro Diesel, ya que determina en gran medida tanto el proceso de mezcla aire-combustible, como el momento del choque del chorro contra la pared interior del pistón.

La penetración depende fundamentalmente del flujo de cantidad de movimiento del chorro a la salida del orificio del inyector y de su ángulo de apertura, tal como lo atestiguan los numerosos trabajos dedicados a su estudio. Hay y Jones [77] realizaron una revisión exhaustiva de la mayoría de las correlaciones para la penetración que habían sido publicadas por diferentes autores a lo largo de los años anteriores. En este trabajo se destacan como mejores correlaciones las propuestas por Dent [78] y Wakuri y otros [79]. Tanto estas dos correlaciones, como otras propuestas por otros autores [77, 78, 80–82], comparten una misma estructura, en la cual la penetración S queda relacionada con el tiempo t , la densidad del gas de descarga ρ_a , la caída de presión Δp y el diámetro del orificio D_o ^{III} en la forma^{IV}

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

La diferencia entre cada una de las correlaciones se encuentra en la constante que falta en esta ecuación. Muchos autores, como por ejemplo Wakuri [79], señalan la necesidad de incluir en la ecuación la influencia del ángulo de apertura del chorro θ , la cual es incluida según $S \propto (\tan \theta/2)^{-1/2}$, de forma que a mayor apertura del chorro menor sea la penetración. Así por ejemplo la correlación propuesta por Wakuri [79] es

$$S(t) = \frac{(2 C_d^3)^{1/4}}{(\tan \theta/2)^{1/2}} \rho_a^{-1/4} \Delta p^{1/4} D_o^{1/2} t^{1/2} , \quad (2.27)$$

donde C_d es el coeficiente de descarga del orificio, θ el ángulo de apertura del chorro, Δp la diferencia de presiones a un lado y otro del orificio, ρ_a la densidad del aire, D_o el diámetro del orificio y t el tiempo transcurrido desde el inicio de la inyección.

Posteriormente, Hiroyasu y Arai [81] propusieron una ley de penetración dividida en dos regiones: una transitoria o inicial y otra para el chorro desarrollado. La zona desarrollada es equivalente a la encontrada por los autores anteriores vista en el párrafo anterior. Aparte de ésta Hiroyasu y Arai añaden una zona transitoria o inicial cuya principal característica es el comportamiento lineal de la penetración con el tiempo. La expresión viene en dos tramos como:

^{III}En estas expresiones, el $fCdM$ suele aparecer descompuesto en la caída de presión Δp y el diámetro del orificio D_o , según la relación $\dot{M} \propto \Delta p D_o^2$ (ver ecuación (3.14)).

^{IV}Los pesos de cada uno de los parámetros se obtienen simplemente haciendo un análisis dimensional de esta expresión.

– Si $t < t_b$:

$$S(t) = 0,39 \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho_f}} t \quad (2.28)$$

– Si $t \geq t_b$:

$$S(t) = 2,95 \rho_a^{-1/4} \Delta p^{1/4} D_o^{1/2} t^{1/2} \quad (2.29)$$

donde

$$t_b = 28,65 \frac{\rho_f D_o}{(\rho_a \Delta p)^{1/2}} \quad (2.30)$$

es el tiempo a partir del cual existe la atomización completa.

Más recientemente, Naber y Siebers [82] encontraron en sus medidas, al igual que Hiroyasu y Arai, un comportamiento de la penetración separado en dos regiones. Sin embargo, a diferencia de estos últimos, aportan en sus correlaciones una forma de determinar las constantes que acompañan a las ecuaciones en base a parámetros característicos del flujo como son los coeficientes de velocidad C_v y área C_a , además del ángulo de apertura del chorro como ya hiciera Wakuri [79], procurando, de esta forma, una expresión más general, y por lo tanto, extrapolables a más casos. Las correlaciones presentadas por Naber y Siebers son

– Si $t < t_r$:

$$S(t) = C_v \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho_f}} t \quad (2.31)$$

– Si $t \geq t_r$:

$$S(t) = \frac{C_v^{1/2} (2 C_a)^{1/4}}{(a \tan \theta/2)^{1/2}} \rho_a^{-1/4} \Delta p^{1/4} D_o^{1/2} t^{1/2} \quad (2.32)$$

donde

$$t_r = \frac{(2 C_a)^{1/2}}{C_v a \tan \theta/2} \frac{\rho_f D_o}{(\rho_a \Delta p)^{1/2}} \quad (2.33)$$

Observando estos casos, en la zona transitoria se constata que:

- S es lineal con el tiempo t .
- Un incremento de Δp (o de la velocidad de inyección) incrementa la penetración.

- Ni ρ_a ni D_o afectan a la penetración.

Mientras que en la zona desarrollada se constata que:

- S pasa a ser proporcional a $t^{1/2}$.
- Al igual que antes, aunque con diferente exponente, un incremento de Δp incrementa la penetración.
- Un aumento de ρ_a produce una disminución de la penetración.
- Un incremento de D_o incrementa la penetración.
- Un aumento en la apertura del chorro θ provoca un chorro más corto.

Aunque han sido varios los autores en proponer una primera fase transitoria en la ley de penetración lineal con el tiempo, hay discrepancia en la justificación de ésta. Así Hiroyasu y Arai [81], lo justifican diciendo que en los primeros instantes el chorro aún no está completamente atomizado, todavía no se ha producido la rotura de la vena líquida, y el chorro no tiene aún forma cónica, con lo que penetra a velocidad constante. Por otro lado Naber y Siebers [82] lo justifican argumentando que en los primeros instantes la penetración está dominada por el combustible inyectado, mientras que en la siguiente fase lo está por el aire englobado. La otra posible explicación, propuesta por Correas [80] y seguida por otros autores como [83–86], consiste en que el primer tramo lineal se justifica debido al transitorio inicial que pueda tener la tasa de inyección. Así según los cálculos de Correas un inicio de la tasa de inyección creciente linealmente con el tiempo se traduce en una penetración lineal con el tiempo. Aunque, evidentemente un transitorio relativamente largo en la tasa de inyección afectará a la ley de penetración, éste no parece ser el único mecanismo que provoque la penetración en dos fases. Así Naber y Siebers [82], sospechando del efecto de la tasa de inyección, midieron experimentalmente el transitorio de ésta, concluyendo que éste era muy corto como para justificar sus resultados.

Ángulo de apertura del chorro

Se suele definir como el ángulo que forman dos rectas que se ajustan al contorno del chorro, y que se cruzan en el orificio del inyector. Como la penetración, depende de la geometría del inyector y de las condiciones de inyección, así como de las propiedades del combustible y de las condiciones ambientales

donde se inyecta. En el proceso de atomización, el chorro Diesel se abre a la salida del orificio, y tras un pequeño transitorio, el ángulo se mantiene constante a lo largo del tiempo.

En la literatura aparecen numerosas expresiones basadas en consideraciones teóricas y experimentales que permiten caracterizarlo [43, 70, 78–81, 87–90]. En este caso, la mayoría de los autores ponen de manifiesto la fuerte dependencia del ángulo de apertura del chorro con la relación de densidades, de la que dependen los fenómenos de interacción aerodinámica líquido-gas. El exponente de la relación de densidades ρ_a/ρ_f , encontrado en la literatura varía entre 0,18 y 0,5. Algunos autores también han observado cierta influencia de la geometría del orificio [43, 70, 81, 82], aunque se desconoce en qué medida y cuáles son los mecanismos físicos involucrados más relevantes.

A la hora de estudiar el ángulo del chorro hay que tener cierta precaución ya que su determinación ni es universal, ni es fácil de definir, con lo que se trata de una medida relativamente imprecisa y heterogénea. Así, la determinación del ángulo de chorro puede estar afectada por aspectos tan diversos como: la técnica de visualización utilizada, la intensidad y homogeneidad de la iluminación, criterio de obtención a partir del contorno del chorro, las fluctuaciones que pueda tener ese contorno, etc. Todos estos factores tienen como consecuencia que la medida de ángulo sea relativamente imprecisa y poco comparable de un autor a otro.

Parámetros microscópicos

Desde el punto de vista microscópico se determinan los siguientes parámetros característicos del chorro Diesel:

- *Distribuciones de diámetros de las gotas de combustible.* El tamaño de las gotas de combustible depende de los diferentes procesos físicos que tienen lugar en el proceso de inyección. Los diámetros de las gotas de combustible presentan una gran variabilidad espacial y temporal, debido a las características no estacionarias del proceso de inyección, y bastante dispersión. Las distribuciones de diámetros se caracterizan utilizando algún diámetro medio característico, siendo los más utilizados el diámetro medio aritmético y el diámetro medio de Sauter (SMD). El SMD puede ser interpretado como el diámetro de las gotas de un chorro mono-disperso que tuvieran la misma relación volumen superficie del chorro poli-disperso considerado. El SMD está relacionado con la ley de frenado de las gotas de combustible y también con la tasa de evaporación. En

la literatura se pueden encontrar diferentes trabajos que ponen de manifiesto la dependencia del SMD con diferentes parámetros del sistema de inyección y con las condiciones ambientales [87, 91–94], las principales conclusiones que pueden extraerse de ellos son que disminuyendo el diámetro del orificio y aumentando la presión de inyección se consiguen diámetros de gota más pequeños.

- *Distribución de velocidades y concentraciones de las gotas de combustible.* Su estimación permite conocer cómo tiene lugar el proceso de mezcla aire-combustible a nivel microscópico. En la literatura se pueden encontrar diferentes trabajos donde se estudian los perfiles axiales y radiales de velocidades y concentraciones [80, 94–96]. Como ejemplo, Correas [80] propone los siguientes perfiles radiales de tipo gaussiano tanto para la velocidad como para la concentración c ,

$$\frac{c}{c_{eje}} = \exp(-Sc \, 4,6 \, r^*) \quad \frac{u}{u_{eje}} = \exp(4,6 \, r^*) \quad , \quad (2.34)$$

donde $r^* = r/R$ es la coordenada radial normalizada. Las velocidades y concentraciones están expresadas respecto a los valores de éstos en el eje del chorro, los cuales seguirán una ley del tipo [95]

$$c_{eje} = \frac{u_{uje}}{u_o} \propto \frac{1}{x} \quad (2.35)$$

donde u_o es la velocidad de salida del chorro y x es la distancia desde el origen.

2.5. Conclusiones

En este capítulo se ha realizado una descripción del proceso de inyección completo, desde el sistema de inyección, pasando por el flujo interno en la tobera de inyección hasta llegar a la formación del chorro. Las principales conclusiones que se pueden extraer de este capítulo son:

- Los avances logrados en los sistemas de inyección han propiciado importantes mejoras en la combustión de los motores Diesel. El sistema de inyección más empleado en la actualidad es el sistema common-rail. En estos sistemas los inyectores son controlados electrónicamente, esto permite variar a voluntad no sólo el momento y duración de la inyección, sino que además, propicia la posibilidad de dividir la inyección en las

partes que se requieran, por ejemplo pre-inyección, inyección principal y post-inyección en un mismo evento de inyección. Otra característica importante son las altas presiones de inyección, de hasta 200 MPa, logradas por estos sistemas.

- La parte más importante de todo sistema de inyección es la tobera de inyección. La geometría de ésta, sobre todo la parte de los orificios de inyección, determinará las características del flujo de combustible en el interior de la tobera, y por lo tanto las características del flujo a la salida del orificio.
- En ausencia de cavitación el flujo en los orificios de inyección está controlado principalmente por los efectos a la entrada del orificio, donde el principal fenómeno es el desprendimiento de capa límite producido a la entrada de éste.
- La aparición de cavitación provocará un importante descenso en la capacidad de descarga del orificio debido a la disminución de la densidad promedio. Otros efectos de la cavitación son el aumento de la velocidad efectiva y de la turbulencia.
- Los parámetros geométricos de la tobera tienen el siguiente efecto sobre el flujo interno:
 - Mayor L/D provoca mayores pérdidas de carga por fricción con las paredes.
 - Mayor convergencia del orificio D_e/D_o conlleva que la presión en la sección de entrada al orificio sea mayor, lo cual provoca menores pérdidas a la entrada al orificio, así como la disminución de la probabilidad de aparición de cavitación.
 - Mayor radio de acuerdo r/D provoca un menor desprendimiento de capa límite, lo que a su vez provoca una disminución en las pérdidas de carga a la entrada, así como una disminución en la probabilidad de aparición de cavitación.
- Las características del flujo a la salida del orificio: velocidad, turbulencia, cavitación, etc., condicionan en gran medida el posterior comportamiento del chorro.
- La evolución de la penetración del chorro depende principalmente de la densidad del gas de descarga, del ángulo de apertura del chorro y del flujo de cantidad de movimiento, el cual engloba el efecto de la caída de presión y el diámetro del orificio. Además, la evolución temporal está separada en dos zonas una lineal con el tiempo y la otra $S \propto t^{1/2}$.

- El ángulo de apertura del chorro depende principalmente de la densidad del gas de descarga, siendo mayor conforme la densidad del gas aumenta. También es destacable el aumento del ángulo que se produce cuando aparece la cavitación.

Bibliografía

- [1] LAUVIN, P., A. LÖFFLER, A. SCHMITT, W. ZIMMERMANN, y W. FUCHS: «Electronically Controlled High Pressure Unit Injector System for Diesel Engines», *SAE Paper 911819*, (1991).
- [2] GUERRASI, N., y P. DUPRAZ: «A Common Rail Injection System For High Speed Direct Injection Diesel Engines», *SAE Paper 980803*, (1998).
- [3] STUMPP, G., y M. RICCO: «Common Rail - An attractive fuel injection system for passenger car DI Diesel engines», *SAE Paper 960870*, (1996).
- [4] SU, W., Y. WANG, S. LI, S. SHI, X. HUI, y Q. DAYU: «Paircui - A New pressure accumulative, injection rate controllable unit injector for Diesel engine fuel systems», *SAE Paper 971680*, (1997).
- [5] BOEHNER, W., y K. HUMMEL: «Common rail injection system for commercial Diesel vehicles», *SAE Paper 970345*, (1997).
- [6] GANSER, M. A.: «Common rail injectors for 2000 bar and beyond», *SAE Paper 2000-01-0706*, (2000).
- [7] KATOH, T., T. KOYAMA, K. SASAKI, K. MORI, y K. MORI: «Common Rail Fuel Injection System for Improvement of Engine Performance on Heavy Duty Diesel Engine», *SAE Paper 980806*, (1998).
- [8] YAMAKI, Y., K. MORI, H. KAMIKUBO, S. KOHKETSU, y T. KATO: «Application of common rail fuel injection system to a heavy duty Diesel engine», *SAE Paper 942294*, (1994).
- [9] BADAMI, M., P. NUCCIO, y G. TRUCCO: «Influence of injection pressure on the performance of a DI Diesel engine with a common rail fuel injection system», *SAE Paper 1999-01-0193*, (1999).
- [10] KNEFEL, T., y M. SOBIESZCZANSKI: «A comparison of unit injector and pump line nozzle systems», *SAE Paper 970350*, (1997).

-
- [11] PAYRI, R., H. CLIMENT, F. SALVADOR, y A.-G. FAVENNEC: «Diesel injection system modelling. Methodology and application for a first generation common rail system», *Journal of Automobile Engineering*, 218 (2004), nº 1, 81–91.
- [12] PAYRI, R., B. TORMOS, F. SALVADOR, y A.-H. PLAZAS: «Using one-dimensional modelling to analyse the influence of diesel nozzle geometry in the injection rate characteristics», *International Journal of Vehicle Design*, 39 (2005), nº 1, 58–78.
- [13] HINZE, J.: *Turbulence*, McGraw-Hill New York, 1975.
- [14] SCHLICHTING, H.: *Boundary-Layer Theory*, Springer, 2000.
- [15] WHITE, F.: *Fluid mechanics*, McGraw-Hill, 2004.
- [16] GRAVESEN, P., J. BRANEBJERG, y O. JENSEN: «Microfluidics-a review», *J. Micromech. Microeng.*, 3 (1993), nº 4, 168–82.
- [17] BARRERO RIPOLL, A., y M. PÉREZ-SABORID SÁNCHEZ-PASTOR: *Fundamentos y aplicaciones de la mecánica de fluidos*, McGraw-Hill/Interamericana de España, D.L., 2005.
- [18] IDELCHIK, I.: *Memento des pertes de charge*, Eyrolles Paris, 1968.
- [19] LICHTAROWICZ, A. K., R. K. DUGGINS, y E. MARKLAND: «Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices», *J. Mech. Engng Sci.*, 7 (1965), nº 2.
- [20] FOX, T., y J. STARK: «Characteristics of miniature short-tube orifice flows», *Proc. Inst. Mech Engrs*, 203 (1989), 351–357.
- [21] FOX, T., y J. STARK: «Discharge coefficients for miniature fuel injectors», *Proc. Inst. Mech Engrs*, 203 (1989), 75–78.
- [22] VON KUENSBERG SARRE, C., S.-C. KONG, y R. D. REITZ: «Modeling the effects of injector nozzle geometry on diesel sprays», *SAE Paper 1999-01-0912*, (1999).
- [23] POTZ, D., W. CHIRST, y B. DITTUS: «Diesel nozzle: The determining interface between injection system and combustion chamber», en «THIESEL 2000 Conference on Thermo and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines», 2000.

- [24] SOTERIOU, C., S. ZUELCH, M. LAMBERT, y D. PASSEREL: «The flow characteristics of high efficiency diesel nozzles with enhanced geometry holes», en «THIESEL 2006 Conference on Thermo and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines», 2006.
- [25] SALVADOR, F. J.: *Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diesel sobre las características del flujo interno y del chorro*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [26] SCHMIDT, D. P., y M. L. CORRADINI: «The internal flow of Diesel fuel injector nozzles: a review», *Int J Engine Research. JER 00201 ImechE*, 2 (2001), nº 6.
- [27] DUMONT, N., O. SIMONIN, y C. HABCHI: «Cavitating flow in Diesel injectors and atomization: a bibliographical review», *In 8th International Congress on Liquid Atomization and Spray Systems, Pasadena, California, July*, (2000).
- [28] BERGWERK, W.: «Flow pattern in Diesel nozzle spray holes», *Proc. Inst. Mech. Engrs*, 173, n. 25. (1959).
- [29] ARCOUMANIS, C., J. NOURI, y R. ANDREWS: «Application of refractive index matching to a Diesel nozzle internal flow», *Proc. ImechE seminar on Diesel fuel injection system, April 14-15*, (1992).
- [30] ARCOUMANIS, C., y M. GAVAISES: «Cavitation in Diesel injectors: modelling and experiments», *In ICLASS-Europe 98, Manchester*, (1998).
- [31] ARCOUMANIS, C., H. FLORA, M. GAVAISES, N. KAMPANIS, y R. HORROCKS: «Investigation of cavitation in a vertical multi-hole Diesel injector», *SAE Paper 1999-01-0524*, (1999).
- [32] DATE, K., H. NOBECHI, H. KANO, M. KATO, y T. OYA: «Experimental analysis of fuel flow characteristics in the nozzle for direct injection engines», *SAE paper 931002*, (1993).
- [33] HIROYASU, H., M. ARAI, y M. SHIMIZU: «Break-up length of a liquid jet and internal flow in a nozzle», *In ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, July*, (1991).
- [34] KATO, M., H. KANO, K. DATE, T. OYA, y K. NIIZUMA: «Flow analysis in nozzle hole in consideration of cavitation», *SAE Paper 970052*, (1997).

- [35] KIM, J. H., K. NISHIDA, T. YOSHIZAKI, y H. HIROYASU: «Characterization of flows in the sac chamber and the discharge hole of a DI Diesel injection nozzle by using a transparent model nozzle», *SAE Paper 972942*, (1997).
- [36] KNOX-KELECY, A., y P. FARRELL: «Internal flow in a scale model of a Diesel fuel injector nozzle», *SAE Paper 922308*, (1992).
- [37] SOTERIOU, C., R. ANDREWS, y M. SMITH: «Direct injection Diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization», *SAE Paper 950080*, (1995).
- [38] HE, L., y F. RUIZ: «Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization», *Atomization and Sprays*, 5 (1995), 569–584.
- [39] ARCOUMANIS, C., M. BADAMI, H. FLORA, y M. GAVAISES: «Cavitation in real-size multi-hole Diesel injector nozzles», *SAE Paper 2000-01-1249*, (2000).
- [40] BADOCK, C., R. WIRTH, y C. KAMPMANN, S. Tropea: «Fundamental study of the influence of cavitation on the internal flow and atomization of Diesel sprays», *Proc. 13th ILASS-Europe 97, . Florence , July, 8-10*, (1997), 53–59.
- [41] BADOCK, C., R. WIRTH, A. FATH, y A. LEIPERTZ: «Application of laser light sheet technique for the investigation of cavitation phenomena in real size Diesel injection nozzles», *Proc, 14th ILASS- Europe 98, Manchester, July 6-8*, (1998), 236–241.
- [42] BODE, J., H. CHAVES, W. HENTSCHEL, A. KUBITZEK, F. OBERMEIER, K. SCHINDLER, y T. SCHNEIDER: «Fuel spray in Diesel engines. Part I: Spray formation», *ATA 92A065*, (1992).
- [43] DAN, T., T. YAMAMOTO, J. SENDA, y H. FUJIMOTO: «Effect of nozzle configurations for characteristics of non-reacting Diesel fuel spray», *SAE Paper 970355*, (1997).
- [44] CHAVES, H., M. KNAPP, A. KUBITZEK, y F. OBERMEIER: «Experimental study of cavitation in the nozzle hole of diesel injectors using transparent nozzles», *SAE Paper 950290*, (1995).

- [45] CHAVES, H., y F. OBERMEIER: «Correlation between light absorption signals of cavitating nozzle flow within and outside of the hole of a transparent Diesel injection nozzle», *Proc. 15th ILASS-Europe, Toulouse, July 5-7*, (1999), 224–229.
- [46] ARCOUMANIS, C., M. GAVAISES, J. NOURI, y E. ABDUL-WAHAB: «Analysis of the flow in the nozzle of a vertical multi-hole Diesel engine injector», *SAE Paper 980811*, (1998).
- [47] 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).
- [48] MICHELS, U., C. KRÜGER, G. KÖNIG, M. BLESSING, V. SCHWARZ, y G. P. MERKER: «Analysis of the influence of the injection strategy on cavitating nozzle flow, spray formation and combustion in a heavy duty truck engine. Effects on spray and mixture formation», en «THIESEL 2004 Conference on Thermo and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines», 2004.
- [49] SOU, A., A. TOMIYAMA, S. HOSOKAWA, S. NIGORIKAWA, y Y. MATSUMOTO: «Visualization of Cavitation in a Two-Dimensional Nozzle and Liquid Jet», en «ICMF2004, Proc. 5th International Conference on Multiphase Flow», 2004.
- [50] SOU, A., A. TOMIYAMA, S. HOSOKAWA, S. NIGORIKAWA, y T. MAEDA: «Cavitation in a Two-Dimensional Nozzle and Liquid Jet Atomization», *JSME International Journal Series B*, 49 (2006), nº 4, 1253–1259.
- [51] COLLICOTT, S. H., y H. LI: «True-scale, True-pressure Internal Flow Visualization for Diesel Injectors.», *SAE Paper 2006-01-0890*, (2006).
- [52] WALTHER, J., J. K. SCHALLER, R. WIRTH, y C. TROPEA: «Characterization of cavitating flow fields in transparent diesel injection nozzles using fluorescent particle image velocimetry (FPIV)», *ILASS-Europe 2000*, (2000).
- [53] WALTHER, J.: *Quantitative Untersuchungen der Innenströmung in kavitierenden Dieseleinspritzdüsen*, Tesis Doctoral, TU Darmstadt, 2002.
- [54] ARCOUMANIS, C., y J. WHITELAW: «Is cavitation important in Diesel engine injectors?», *Thiesel 2000, Valencia. Editorial de la UPV*, (2000).

- [55] AFZAL, H., C. ARCOUMANIS, M. GAVAISES, y N. KAMPANIS: «Internal flow in Diesel injector nozzles: modelling and experiments», *In Proceedings of IMechE Seminar on Fuel Injection Systems, London, Paper S492/S2/99*, (1999).
- [56] GAVAISES, M., y A. ANDRIOTIS: «Cavitation Inside Multi-Hole Injectors for Large Diesel Engines and Its Effect on the Near-Nozzle Spray Structure.», *SAE Paper 2006-01-1114*, (2006).
- [57] NURICK, W. H.: «Orifice cavitation and its effects on spray mixing», *Journal of fluids engineering*, 98 (1976), 681–687.
- [58] PAYRI, R., C. GUARDIOLA, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «Critical cavitation number determination in diesel injection nozzles», *Experimental Techniques*, 28 (2004), nº 3, 49–52.
- [59] MACIÁN, V., R. PAYRI, X. MARGOT, y F. J. SALVADOR: «A CFD Analysis of the influence of diesel nozzle geometry on the inception of cavitation», *Atomization and Sprays*, 13 (2003), 579–604.
- [60] PAYRI, F., V. BERMÚDEZ, R. PAYRI, y F. SALVADOR: «The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles», *Fuel*, 83 (2004), 419–431.
- [61] PAYRI, R., X. MARGOT, y F. SALVADOR: «A Numerical Study of the influence of Diesel nozzle geometry on the inner cavitating flow», *SAE Paper 2002-01-0215*, (2002).
- [62] SCHMIDT, D. P., y M. . L. CORRADINI: «Analytical prediction of the exit flow of cavitating orifices», *Atomization and Sprays*, 7 (1997), nº 6, 603–616.
- [63] PAYRI, R., S. MOLINA, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «A study of the relation between nozzle geometry, internal flow and sprays characteristics in diesel fuel injection systems», *Ksme International Journal*, 18 (2004), nº 7, 1222–1235.
- [64] DESANTES, J. M., R. PAYRI, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «Measurements of spray momentum for the study of cavitation in diesel injection nozzles», *SAE Paper 2003-01-0703*, (2003).
- [65] DESANTES, J. M., R. PAYRI, J. M. PASTOR, y J. GIMENO: «Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part I: Nonevaporative conditions», *Atomization And Sprays*, 15 (2005), nº 5, 489–516.

- [66] PAYRI, R., J. GARCIA, F. SALVADOR, y J. GIMENO: «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics», *Fuel*, 84 (2005), nº 5, 551–561.
- [67] ROTH, H., M. GAVAISES, y C. ARCOUMANIS: «Cavitation initiation, its development and link with flow turbulence in diesel injector nozzles.», *SAE Paper 2002-01-0214*, (2002).
- [68] RAMAMURTHI, K., y K. NANDAKUMAR: «Characteristics of flow through small sharp-edged cylindrical orifices», *Flow Measurement and Instrumentation*, 10 (1999), nº 3, 133–143.
- [69] KAMPMANN, S., B. DITTUS, P. MATTES, y M. KIRNER: «The influence of hydro grinding at VCO nozzles on the mixture preparation in a D.I. diesel engine», *SAE transactions*, 105 (1996), nº 3, 1329–1339.
- [70] REITZ, R., y F. BRACCO: «On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions», *SAE Paper 790494*, (1979).
- [71] REITZ, R., y F. BRACCO: «Mechanism of atomization of a liquid jet», *Physics of Fluids*, 25 (1982), nº 10, 1730.
- [72] RUIZ, F.: «A few useful relations for cavitating orifices», *In Proceedings of International Conference on Liquid Atomizations and Spray System. ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, 15-18 July*, (1991), 595–602.
- [73] REITZ, R., y F. BRACCO: «Mechanism of breakup of round liquid jets», *Encyclopedia of Fluids Mechanics, Gulf publishing*, 3 (1994).
- [74] REITZ, R., y R. DIWAKAR: «Effect of drop breakup on fuel sprays», *SAE Paper 860469*, (1986).
- [75] REITZ, R., y R. DIWAKAR: «Structure of high-pressure fuel sprays», *SAE Paper 870598*, (1987).
- [76] RUIZ, F.: «Turbulence inside a cavitating injector orifice: a different animal», *ILASS-Americas*, (1998), 133–137.
- [77] HAY, P., y P. JONES: «Comparaison of the various correlations for spray penetration», *SAE Paper 720776*, (1972).
- [78] DENT, J.: «A basis for comparison of various experimental methods for studying spray penetration», *SAE Paper 710571*, (1971).

- [79] WAKURI, Y., M. FUJII, T. AMITANI, y R. TSNUMEYA: «Studies of the penetration of a fuel spray in a Diesel Engine», *Bull. JSME*, 3 (1960), nº 9, 123–130.
- [80] CORREAS, D.: *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoter-mo*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [81] HIROYASU, H., y M. ARAI: «Structures of fuel spray in Diesel engines», *SAE Paper 900475*, (1990).
- [82] NABER, J. D., y D. L. SIEBERS: «Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays», *SAE Paper 960034*, (1996).
- [83] WAN, Y., y N. PETERS: «Scaling of spray penetration with evaporation», *Atomization and Sprays*, 9 (1999), nº 2, 111–132.
- [84] PAYRI, R., F. J. SALVADOR, J. GIMENO, y V. SOARE: «Determination of diesel sprays characteristics in real engine in-cylinder air density and pressure conditions», *Journal Of Mechanical Science And Technology*, 19 (2005), nº 11, 2040–2052.
- [85] DESANTES, J. M., R. PAYRI, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «Prediction of Spray Penetration by Means of Spray Momentum Flux», *SAE Paper 2006-01-1387*, (2006).
- [86] PAYRI, R., S. RUIZ, F. SALVADOR, y J. GIMENO: «On The Dependence of Spray Momentum Flux in Spray Penetration», *Journal of Mechanical Science and Technology*, 21 (2007), nº 7, 1100–1111.
- [87] ARRÈGLE, J., J. V. PASTOR, y S. RUIZ: «Influence of the injection parameters on Diesel Spray characteristics», *SAE Paper 1999-01-0200*, (1999).
- [88] DESANTES, J. M., J. ARRÈGLE, J. PASTOR, y A. DELAGE: «Influence of the fuel characteristics on the injection process in a D.I. Diesel engine», *SAE Paper 980802*, (1998).
- [89] PAYRI, F., J. M. DESANTES, y J. ARRÈGLE: «Characterization of D.I. Diesel sprays in high density conditions», *SAE Paper 960774*, (1996).
- [90] RUIZ, F., y N. A. CHIGIER: «Parametric experiments on liquid jet atomization spray angle», *Atomization and Sprays*, 1 (1991), 23–45.

-
- [91] ARRÈGLE, J.: *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1997.
- [92] DI GIORGIO, F., D. LAFORGIA, y V. DAMIANI: «Investigation of drop size distribution in the spray of a five-hole, VCO nozzle at high feeding pressure», *SAE Paper 950087*, (1995).
- [93] HIROYASU, H., M. ARAI, y M. TABATA: «Empirical equations for the Sauter mean diameter of Diesel spray», *SAE Paper 890464*, (1989).
- [94] SOARE, V.: *Phase doppler measurement in diesel dense sprays: optimisation of measurements and study of the orifice geometry influence over the spray at microscopic level*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2007.
- [95] SPALDING, D.: *Combustion and mass transfer*, Pergamon Press, 1979.
- [96] DESANTES, J., R. PAYRI, J. GARCIA, y F. SALVADOR: «A contribution to the understanding of isothermal diesel spray dynamics», *Fuel*, 86 (2007), nº 7-8, 1093–1101.

Capítulo 3

La medida del flujo de cantidad de movimiento

3.1. Introducción

El tema sobre el que versa esta tesis es el desarrollo y aplicación de la medida del *flujo de cantidad de movimiento* del chorro para el estudio de la inyección Diesel. Sin embargo, antes de comenzar con el diseño del equipo de medida y su posterior aprovechamiento, es necesario sentar la base teórica a partir de la cual poder ir avanzando en el desarrollo de la tesis. El presente capítulo pretende cumplir este objetivo. De este modo, el capítulo comienza definiendo claramente qué es el flujo de cantidad de movimiento de un chorro de inyección, para después abordar los fundamentos teóricos sobre los que está basado el principio de medida del *fCdM*. La definición del principio de medida es básica como paso previo antes de proceder al diseño del equipo de medida, es por esta razón que gran parte del capítulo estará dedicado a este tema, presentando a su vez las diferentes alternativas utilizadas por otros autores.

3.2. Definición de flujo de cantidad de movimiento de un chorro

La cantidad de movimiento, o momento lineal, se define como el producto de la masa y la velocidad en un instante determinado. Por lo tanto, al igual que

la velocidad se tratará de una magnitud vectorial. Trasladando este concepto a un fluido a través de una sección se obtiene el flujo de cantidad de movimiento. Conceptualmente el $fCdM$ se puede entender como el producto del flujo másico y la velocidad. La fórmula general para calcular el $fCdM$ a través de una superficie de control dada se define mediante la ecuación

$$\dot{M} = \int_{SC} \rho \mathbf{V} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}) dA , \quad (3.1)$$

donde \dot{M} es el $fCdM$, \mathbf{V} la velocidad y dA y \mathbf{n} son el diferencial de área y su vector unitario normal correspondiente. \dot{M} , \mathbf{V} y \mathbf{n} tienen carácter vectorial.

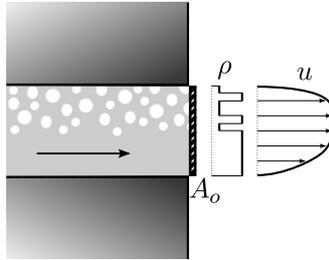


Figura 3.1: Flujo en la sección de salida de un orificio de inyección

Aplicando esta fórmula a la sección de salida de un orificio de inyección, ver figura 3.1, y considerando únicamente la componente axial perpendicular a la superficie de control, se obtiene la ecuación^I

$$\dot{M} = \int_{A_o} \rho u^2 dA , \quad (3.2)$$

donde A_o es el área geométrica, u es la componente de la velocidad en dirección axial, y ρ es el perfil de densidad^{II}.

Este parámetro será pues el flujo de cantidad de movimiento a la salida del chorro, y por lo tanto el parámetro sobre el que versa esta tesis.

^IYa que sólo se va a considerar la componente axial se ha evitado el incluir el subíndice de dirección. Por lo tanto, a lo largo del documento \dot{M} equivaldrá al $fCdM$ en dirección axial.

^{II}El perfil de densidad será constante e igual a la densidad del líquido salvo que aparezca cavitación.

3.3. Utilidad de la medida del $fCdM$

A la hora de explicar la utilidad de la medida del $fCdM$ es inevitable hacer referencia a otro parámetro del flujo a través de un orificio: el flujo másico. Éste se define para una superficie de control cualquiera como

$$\dot{m} = \int_{SC} \rho (\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}) dA , \quad (3.3)$$

y, por lo tanto, para el caso particular de la sección de salida del orificio de inyección, figura 3.1, la ecuación quedará como

$$\dot{m} = \int_{A_o} \rho u dA . \quad (3.4)$$

El flujo másico y su integral en el tiempo, la masa inyectada por ciclo, son parámetros que se han medido y estudiado ampliamente, ya que de ellos depende la potencia o energía térmica que va a ser liberada al quemar el combustible. Y, por lo tanto, está directamente relacionado con la potencia mecánica que entregará el motor.

Sin embargo, a partir de únicamente el flujo másico es complicado hacer estimaciones, por ejemplo, de un parámetro tan importante como la velocidad de salida del orificio. Una alternativa empleada en muchos trabajos, por ejemplo [1–3], es estimar esta velocidad como la velocidad media a partir del flujo másico y el área geométrica de salida, según la siguiente ecuación

$$u_m = \frac{\dot{m}}{\rho_f A_o} . \quad (3.5)$$

No obstante, esta estimación sólo será adecuada si la velocidad y la densidad a la salida del orificio son uniformes. Por lo tanto, en los casos en que estas condiciones no se cumplan, como por ejemplo en una situación con cavitación, el error cometido con esta estimación puede ser importante [4,5]. Otro inconveniente de este cálculo es la necesidad de conocer el área de salida del orificio, la cual no siempre es conocida, e incluso en los casos en que sí es conocida el error asociado a su valor puede ser importante, debido a las pequeñas dimensiones de los orificios [6].

Una de las principales utilidades de la medida del $fCdM$, como se verá a continuación, es la posibilidad de estimar tanto la velocidad de salida como el área efectiva de paso del combustible salvando los problemas antes mencionados.

3.3.1. Velocidad y área efectivas

A partir de las medidas de flujo másico y flujo de cantidad de movimiento es posible determinar dos parámetros muy útiles en el estudio de la inyección: la velocidad efectiva y el área efectiva a la salida del orificio [4, 5, 7–9].

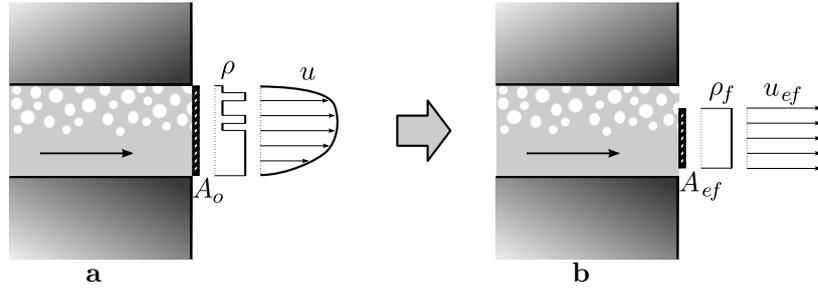


Figura 3.2: Definición de velocidad y área efectiva.

El flujo real a la salida de un orificio de inyección vendrá determinado por el perfil de velocidad y de densidad del fluido, figura 3.2a. Como se ha visto anteriormente, es posible medir, y por tanto conocer, tanto el flujo másico como el $fCdM$, los cuales son valores integrales del flujo según las ecuaciones (3.4) y (3.2).

Las características de estos perfiles son completamente desconocidas. Sin embargo, es posible definir una velocidad y un área efectivas de forma que resulten representativas del flujo. La definición de estos parámetros está basada en considerar un flujo simplificado, el cual está caracterizado por un área efectiva de paso A_{ef} , menor a la geométrica, a través de la cual sale el flujo con una velocidad efectiva u_{ef} , y con densidad igual a la del líquido ρ_f , uniformes en toda la sección, ver figura 3.2b. Además, el valor que estos parámetros, u_{ef} y A_{ef} , debe ser tal que el flujo másico y el $fCdM$ para el flujo simplificado (figura 3.2b) sean iguales a la situación real (figura 3.2a).

Resolviendo las ecuaciones integrales del flujo másico y el $fCdM$ ((3.4) y (3.2)) para el caso simplificado se obtiene

$$\dot{m} = A_{ef} \rho_f u_{ef} \quad (3.6)$$

$$\dot{M} = A_{ef} \rho_f u_{ef}^2 \quad (3.7)$$

Ahora, a partir de éstas dos ecuaciones es posible despejar la velocidad y área efectiva de forma que queden en función del flujo másico y el $fCdM$, los cuales

son conocidos.

$$u_{ef} = \frac{\dot{M}}{\dot{m}} \quad (3.8)$$

$$A_{ef} = \frac{\dot{m}^2}{\rho_f \dot{M}} \quad (3.9)$$

Además, si se supone un área efectiva circular, se puede obtener el diámetro efectivo como

$$D_{ef} = \sqrt{\frac{4 A_{ef}}{\pi}} \quad (3.10)$$

Las pérdidas de área efectiva con respecto al área geométrica serán debidas a las siguientes posibles causas:

- Perfil de velocidad no uniforme.
- Cavitación en la salida del orificio.
- Fenómeno de separación completa del flujo (hidraulic flip).

Una característica muy interesante de esta forma de estimar la velocidad y el área de paso es que en ningún momento hace falta conocer el valor del área geométrica, evitando, por tanto, los errores asociados a ésta.

3.3.2. Coeficientes de flujo

Se van a definir a continuación unos coeficientes, los cuales permiten adimensionalizar los parámetros hasta ahora obtenidos: flujo másico, $fCdM$, velocidad efectiva y área efectiva.

Coeficiente de velocidad. Este coeficiente relaciona la velocidad efectiva con la velocidad máxima teórica (ecuación (2.9)) obtenida a partir de la ecuación de Bernoulli como se vio en la sección §2.3.4. La ecuación para calcularlo es la siguiente

$$C_v = \frac{u_{ef}}{u_{teo}} = \frac{u_{ef}}{\sqrt{2 \Delta p / \rho_f}} \quad (3.11)$$

Coeficiente de área. Este coeficiente sirve para evaluar la disminución del área efectiva de paso con respecto al área geométrica, y se calcula como

$$C_a = \frac{A_{ef}}{A_o} \quad (3.12)$$

Coefficiente de descarga. Este parámetro ya se introdujo en la sección §2.3.4. El coeficiente de descarga se define como el caudal másico real frente al máximo teórico, donde para calcular el caudal máximo se considera un flujo con velocidad igual a la máxima teórica y aprovechando todo el área geométrica.

$$C_d = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{teo}} = \frac{\dot{m}}{A_o \rho_f u_{teo}} = \frac{\dot{m}}{A_o \sqrt{2 \rho_f \Delta p}} . \quad (3.13)$$

Coefficiente de $fCdM$ o momento. Al igual que se hecho con el flujo másico, se define el coeficiente de $fCdM$ como el $fCdM$ real frente al máximo teórico, donde como antes, para calcular el $fCdM$ máximo se considera un flujo con velocidad igual a la máxima teórica y aprovechando todo el área geométrica.

$$C_m = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{teo}} = \frac{\dot{M}}{A_o \rho_f u_{teo}^2} = \frac{\dot{M}}{2 A_o \Delta p} . \quad (3.14)$$

Relaciones entre coeficientes

Si en la ecuación del cálculo del C_d (3.13), se sustituye el valor del flujo másico en función de los parámetros efectivos, ecuación (3.6), se obtiene

$$C_d = \frac{A_{ef} \rho_f u_{ef}}{A_o \rho_f u_{teo}} . \quad (3.15)$$

Combinando esta ecuación con las ecuaciones (3.12) y (3.11), se obtiene

$$C_d = C_a C_v . \quad (3.16)$$

Operando de igual modo con el coeficiente de $fCdM$ se obtiene

$$C_m = C_a C_v^2 . \quad (3.17)$$

Por último, combinando estas dos relaciones se obtiene

$$C_v = \frac{C_m}{C_d} . \quad (3.18)$$

3.4. Técnicas experimentales de medida del $fCdM$

A pesar de la utilidad que tiene el $fCdM$ en el estudio de la inyección Diesel, como se demostrará en este documento, el número de trabajos en los cuales se describe o utiliza esta medida es más bien escaso.

La forma de obtener el $fCdM$ es, en todos los casos, mediante la medida de la fuerza de impacto del chorro sobre un captador colocado enfrente al chorro. Sin embargo, dentro de estos trabajos se pueden distinguir dos formas diferentes de medir el $fCdM$.

3.4.1. Medida del $fCdM$ total del chorro

Esta forma de medir el $fCdM$ está basada en el uso de un captador de fuerza lo suficientemente grande como para englobar todo el ancho chorro, de forma que cuando el chorro golpee contra él salga en dirección perpendicular, figura 3.3. Debido a la conservación de la cantidad de movimiento en la dirección del chorro, la fuerza medida por el captador será equivalente al $fCdM$ total del chorro a la salida del orificio de inyección. La presente tesis está basada en este método.

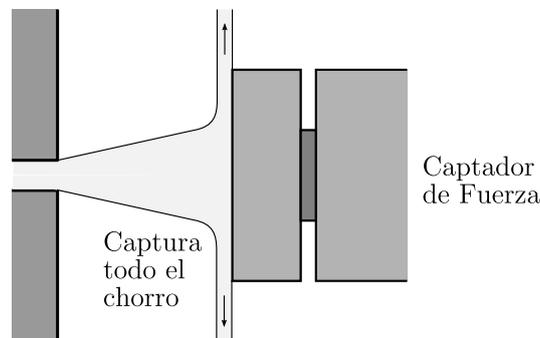


Figura 3.3: Esquema de medida del $fCdM$ total de un chorro.

Ganippa y otros [10] presentan un equipo experimental basado en esta metodología, el cual está formado por un captador piezoeléctrico de fuerza y sus medidas son realizadas en una cámara a presión atmosférica. En la figura 3.4 se puede observar un ejemplo de señal de $fCdM$ medida por ellos.

En este trabajo usan la medida de $fCdM$ para calcular el coeficiente de

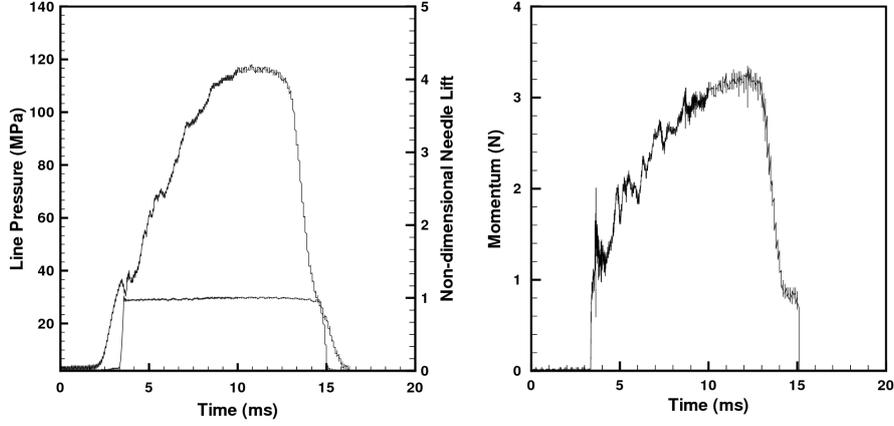


Figura 3.4: Señal de $fCdM$ y presión en línea para un inyector de mono-orificio de inyección indirecta [10].

descarga, mediante la siguiente ecuación

$$C_d = \sqrt{\frac{\dot{M}}{2 A_o \Delta p}} . \quad (3.19)$$

Sin embargo, tal como está planteada esta ecuación implica que el coeficiente de área C_a debe ser igual a uno, lo cual, si bien en condiciones sin cavitación puede ser una aproximación aceptable, en condiciones de cavitación el error cometido será importante tal como se comprobará en el capítulo 7.

Husberg y otros [11], amplían este trabajo y presentan la medida del $fCdM$ como una alternativa para medir el flujo másico. Este último lo calculan usando el C_d , calculado según (3.19), y la caída de presión usada en la inyección. Evidentemente esta forma de obtener el flujo másico arrastrará los errores cometidos en el cálculo del C_d antes comentados.

El equipo experimental presentado en por Husberg y Ganippa tiene una limitación importante y es el no poder variar la presión de descarga, imposibilitando la simulación de las presiones alcanzadas en el motor en una situación real, más si cabe, teniendo en cuenta la influencia que tiene la presión aguas abajo sobre la cavitación [12].

La otra referencia al uso del $fCdM$ total para el estudio de la inyección la encontramos en Naber y Siebers [8] y Siebers [9]. En este caso, el captador utilizado para medir el $fCdM$ es un sensor de presión piezoeléctrico calibrado para medir fuerza. Como se verá en el apartado §4.2, ésta es también la solución

escogida en el presente trabajo. Nuevamente el equipo presentado por Naber y Siebers también tiene la limitación de la presión de descarga atmosférica.

Al contrario que Husberg y Ganippa, Naber y Siebers usan la medida de $fCdM$ con el fin de obtener los coeficientes de área y velocidad, siendo la definición que hacen de estos coeficientes totalmente equivalente a la presentada en el apartado §3.3.2 y usada en esta tesis. Aunque en este caso al no disponer de la señal flujo másico, calculan el coeficiente de descarga a partir de la masa total inyectada, la cual sí pueden medir, mediante la ecuación

$$C_d = \frac{m}{t A_o \rho_f \sqrt{2 \Delta p / \rho_f}}, \quad (3.20)$$

siendo m la masa total inyectada en una inyección y t la duración de ésta. Sin embargo, hay que tener en cuenta que el uso de esta ecuación sólo será válido para inyecciones con forma rectangular (transitorios de apertura y cierre despreciables frente al total de la inyección), como sucede en el caso de estos autores.

Naber y Siebers también proponen la obtención de la curva de tasa de inyección a partir de la señal de $fCdM$. Para lograr ésta, los autores suponen que la forma de la curva de flujo másico es proporcional a la de $fCdM$, y escalan esta señal de forma que su integral sea igual a la masa total medida por inyección. En la figura 3.5 se puede observar el tipo de señales obtenidas por estos autores.

3.4.2. Medida de la distribución de cantidad de movimiento dentro de un chorro

Esta técnica está basada en la medida, no del total del $fCdM$ de una sección, sino de sólo una pequeña porción del interior del chorro, figura 3.6. De esta forma, variando la posición del captador dentro del chorro, se puede conseguir un mapa en tres dimensiones de la distribución del $fCdM$ dentro del chorro.

La primera referencia que sobre el uso de esta técnica corresponde a Kampmann y otros, [13], quien a su vez cita como artífices de la técnica a Komaroff y Melcher [14]. Otra cita posterior sobre el uso de esta técnica corresponde a Kull y Krüger, [15].

En la figura 3.7 se puede apreciar un boceto del equipo experimental empleado por Kampmann y otros para obtener la distribución de cantidad de movimiento dentro de un chorro. Éste está formado por un sensor de fuerza piezoeléctrico, con un detector de 2 mm de diámetro, el cual es movido en coordenadas esféricas, con centro en la punta de la tobera, con el fin de estudiar

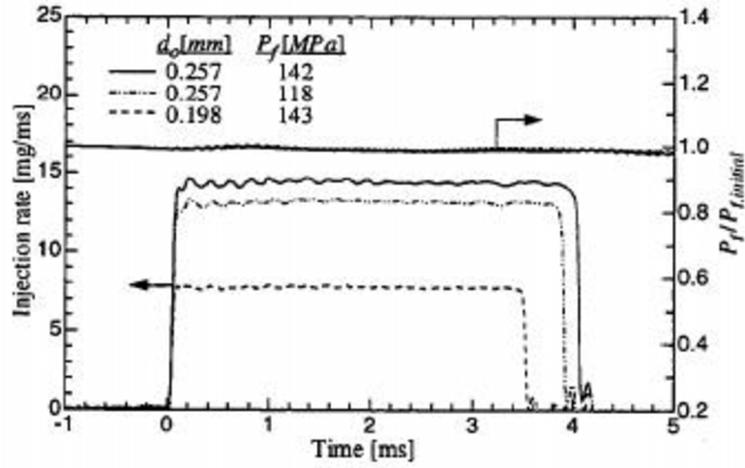


Figura 3.5: Señales de tasa de inyección en toberas de diámetro 257 μm y 198 μm , obtenidas a partir de la señal de fCdM y la masa total por inyección [8].

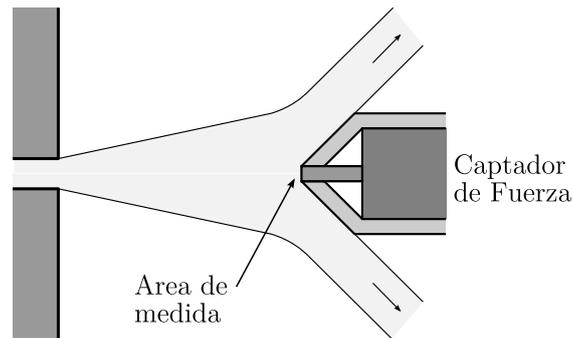


Figura 3.6: Esquema de la medida puntual del fCdM en un chorro.

todos los puntos deseados, no sólo dentro de un mismo chorro, sino también sobre el resto de chorros de la tobera. La cámara puede ser presurizada con el fin de obtener un comportamiento del chorro similar a condiciones reales.

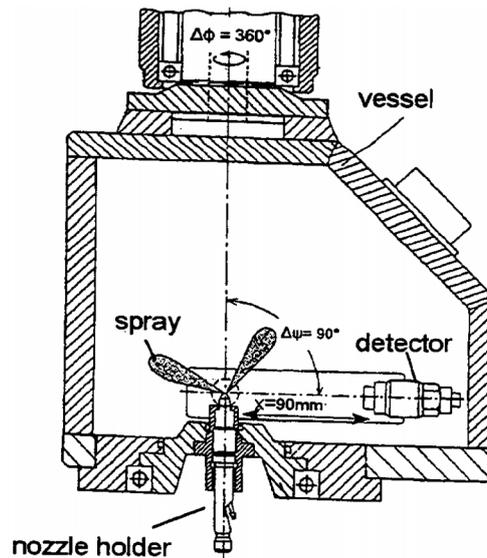


Figura 3.7: Equipo experimental para medir la distribución de cantidad de movimiento del chorro [13].

En la figura 3.8 está representada la señal de $fCdM$ medida con el sensor posicionado a dos distancias distintas (20 mm y 60 mm) del origen del chorro. Como se puede observar, cuanto más alejada sea la posición del sensor el $fCdM$ obtenido será menor. Esto es debido a que el chorro a medida que se va atomizando, cede cantidad de movimiento del combustible al aire que le rodea y se va ensanchando, por lo tanto, cuanto más pequeña sea el área de medida con respecto a la anchura del chorro, menor será la cantidad de movimiento medida. Esto contrasta con la anterior técnica de medida donde, siempre y cuando se consiga capturar toda la sección del chorro, el $fCdM$ es independiente de la distancia del sensor a la salida del chorro.

La forma de procesar estos resultados es, una vez obtenida la señal de $fCdM$ en cada punto, ésta es integrada en el tiempo con el fin de obtener la cantidad de movimiento. Los valores de cantidad de movimiento para cada coordenada proporciona un mapa tridimensional de la distribución de la cantidad de movimiento en el interior del chorro, lo cual proporciona mucha información acerca del desarrollo de la atomización, además de servir para comparar dis-

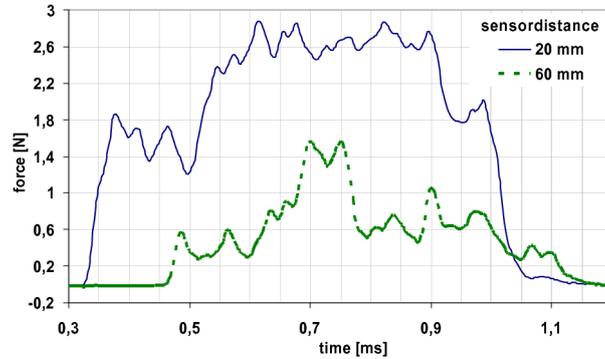


Figura 3.8: Señal de $fCdM$ medida a dos distancias distintas (20 mm y 60 mm) [15].

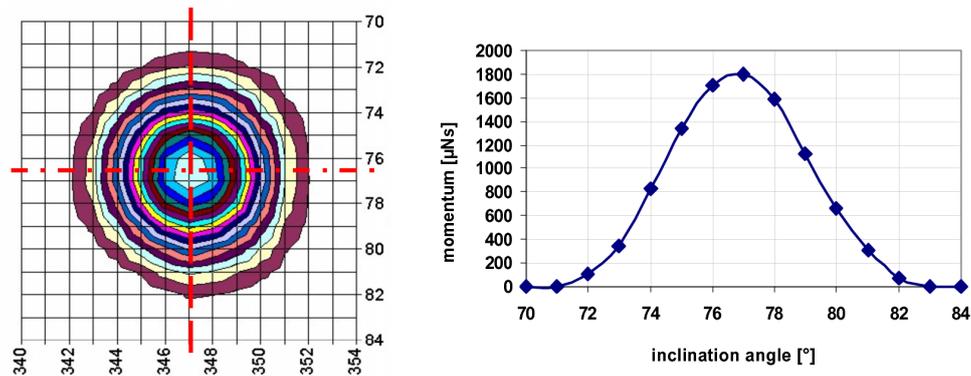


Figura 3.9: Distribución de la cantidad de movimiento en una sección perpendicular al chorro [15].

tintas geometrías de toberas. En la figura 3.9 puede observarse la distribución de cantidad de movimiento en una sección perpendicular al chorro.

Kampmann y otros [13] proponen una forma de aprovechar toda esta cantidad de información. La propuesta de estos autores consiste en usar la caída de la cantidad de movimiento a lo largo del eje del chorro, para cuantificar el nivel de atomización que tiene lugar en cada sección del chorro. Ellos argumentan que, niveles de atomización altos generan muchas gotas de pequeño diámetro. Esas pequeñas gotas son fácilmente frenadas por el ambiente, de forma que se produce un intercambio de cantidad de movimiento mayor desde el combustible al ambiente. Por lo tanto, cuanto mayor sea la caída de cantidad de movimiento en dirección axial, mayor será la atomización. De esta forma, calculando el gradiente de cantidad de movimiento respecto a la distancia, es

posible conocer no sólo la máxima atomización (mínimo gradiente), sino también la distancia del orificio a la que ésta se produce. En la figura 3.10 se puede observar la comparación de dos toberas mediante el gradiente de cantidad de movimiento en el centro del chorro.

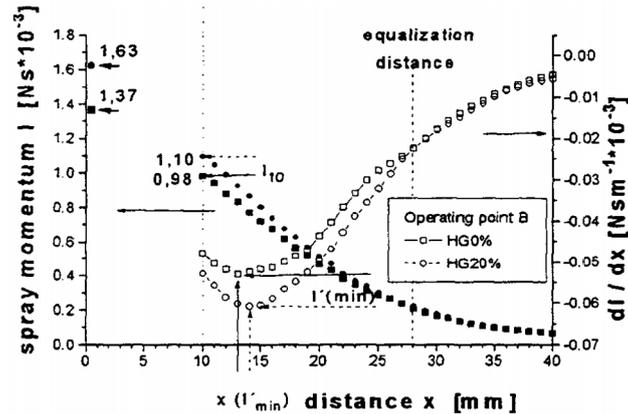


Figura 3.10: Gradiente de cantidad de movimiento en el eje del chorro. Comparación de dos toberas con diferente grado de hidroerosión [13].

3.4.3. Comentarios sobre ambas técnicas

Hacer la comparación sobre estas dos técnicas es complicado porque, pese a que las dos miden cantidad de movimiento, los resultados obtenidos son totalmente distintos. Por lo tanto, dependiendo de lo se quiera obtener convendrá utilizar una técnica u otra.

La técnica de medida de la distribución de cantidad de movimiento dentro del chorro es muy interesante para el estudio de morfología del chorro, distribución de cantidad de movimiento, atomización, etc. Sin embargo, los valores cuantitativos obtenidos con esta técnica es probable que sean erróneos, puesto que el propio proceso de medida está perturbando el chorro, ver figura 3.6, por lo que, la medida corresponderá a un chorro perturbado, no al chorro libre. Pese a todo, estos valores sí serán comparables entre sí.

Por otro lado midiendo el $fCdM$ total del chorro, se obtiene un valor cuantitativo sobre algo tan útil como el $fCdM$ a la salida del orificio. Aunque, por contra, no se consigue ningún tipo de información acerca de las características del chorro. Como se ha comentado anteriormente, la presente tesis está basada en esta técnica.

3.5. Principio de medida del $fCdM$

El principio de medida del $fCdM$ total de un chorro está basado en la colocación de un sensor de fuerza enfrentado al chorro lo suficientemente grande como para englobar todo el chorro. Este sensor captará la fuerza de impacto del chorro de inyección contra él, la cual, equivaldrá al $fCdM$ a la salida del orificio, debido a la conservación del $fCdM$ en dirección axial dentro del chorro. Esta última afirmación es fácilmente demostrable sin más que aplicar la ecuación de conservación de cantidad de movimiento, como se detalla a continuación.

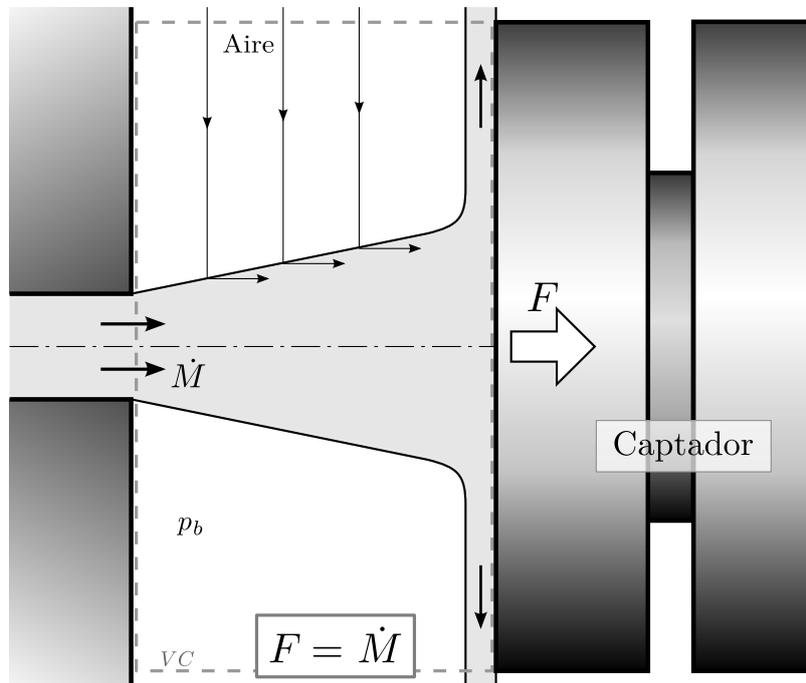


Figura 3.11: Principio de medida del $fCdM$ de un chorro

Considérese un volumen de control, VC , cilíndrico entre la tobera de inyección y el sensor, tal como aparece en la figura 3.11. La ecuación de conservación de cantidad de movimiento puede expresarse como

$$\sum \mathbf{F}_{pres} + \sum \mathbf{F}_{visc} + \sum \mathbf{F}_{grav} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho \mathbf{V} d\varpi + \int_{SC} \rho \mathbf{V} (\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}) dA . \quad (3.21)$$

Para resolver esta ecuación hace falta realizar las siguientes consideraciones:

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

Aplicando estas consideraciones, la ecuación (3.21) en la componente axial queda como

$$F = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho u \, d\varpi + \dot{M} \quad (3.22)$$

donde:

- F corresponde a la fuerza que provoca el impacto del chorro en el captador.
- \dot{M} es flujo de cantidad de movimiento a la salida del orificio de inyección, tal como se definió en la ecuación (3.2).
- Y el primer término de la derecha de la ecuación es el término de acumulación que tiene en cuenta las variaciones de cantidad de movimiento en el interior del volumen de control.

Si se considera el sistema en estado estacionario, el término de acumulación se anulará y por lo tanto la ecuación (3.22) quedará como

$$F = \dot{M} . \quad (3.23)$$

Por lo tanto, siempre que se cumplan las condiciones antes expuestas, y estemos en una situación estacionaria^{III}, la fuerza de impacto del chorro contra el captador es igual al $fCdM$ a la salida del orificio.

Además, de este análisis, se pueden extraer un par de conclusiones muy importantes que facilitan la medida de $fCdM$ enormemente:

^{III}Si el tiempo inyección es lo suficientemente largo, la parte central de ésta puede considerarse como estacionaria.

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

3.6. Conclusiones

En este capítulo se ha definido tanto lo que se entiende por flujo de cantidad de movimiento, como el principio de medida que se va a emplear para su medida. Este principio está basado en la medida de la fuerza de impacto del chorro, que, como se ha visto, siempre que se cumplan ciertas condiciones, será equivalente al $fCdM$ a la salida del orificio.

También se ha mostrado una de las principales utilidades del $fCdM$, la cual es la posibilidad de estimar la velocidad y el área efectiva a la salida del orificio, combinando esta medida junto a la de flujo másico.

Bibliografía

- [1] ARAI, M., M. SHIMIZU, y H. HIROYASU: «Similarity between the breakup lengths of a high speed liquid jet in atmospheric and pressurized conditions», *In ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, (1991)*.
- [2] HIROYASU, H., M. ARAI, y M. SHIMIZU: «Break-up length of a liquid jet and internal flow in a nozzle», *In ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, July, (1991)*.
- [3] RUIZ, F.: «A few useful relations for cavitating orifices», *In Proceedings of International Conference on Liquid Atomizations and Spray System. ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, 15-18 July, (1991)*, 595–602.
- [4] DESANTES, J. M., R. PAYRI, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «Measurements of spray momentum for the study of cavitation in diesel injection nozzles», *SAE Paper 2003-01-0703, (2003)*.

-
- [5] PAYRI, R., J. GARCIA, F. SALVADOR, y J. GIMENO: «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics», *Fuel*, 84 (2005), nº 5, 551–561.
- [6] MACIÁN, V., V. BERMUDEZ, R. PAYRI, y J. GIMENO: «New technique for determination of internal geometry of a diesel nozzle with the use of silicone methodology», *Experimental Techniques*, 27 (2003), nº 2, 39–43.
- [7] DESANTES, J. M., R. PAYRI, J. M. PASTOR, y J. GIMENO: «Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part I: Nonevaporative conditions», *Atomization And Sprays*, 15 (2005), nº 5, 489–516.
- [8] NABER, J. D., y D. L. SIEBERS: «Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays», *SAE Paper 960034*, (1996).
- [9] SIEBERS, D. L.: «Scaling liquid-phase fuel penetration in diesel sprays based on mixing-limited vaporization», *SAE Paper 1999-01-0528*, (1999).
- [10] GANIPPA, L., S. ANDERSSON, y J. CHOMIAK: «Transient measurements of discharge coefficients of Diesel nozzles», *SAE Paper 2000-01-2788*, (2000).
- [11] HUSBERG, T., V. MANENTE, R. EHLESKOG, y S. ANDERSSON: «Fuel Flow Impingement Measurements on Multi-Orifice Diesel Nozzles», *SAE Paper 2006-01-1552*, (2006).
- [12] 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.
- [13] KAMPMANN, S., B. DITTUS, P. MATTES, y M. KIRNER: «The influence of hydro grinding at VCO nozzles on the mixture preparation in a D.I. diesel engine», *SAE transactions*, 105 (1996), nº 3, 1329–1339.
- [14] KOMAROFF, I., y K. MELCHER: «Messung der Strahlkraft und Strahlbewegungsgröße zur Beurteilung der Zerstäubungsgüte von Einspritzstrahlen», *Bosch Technische Berichte 3, Heft 6*, (1971).
- [15] KULL, E., y G. KRÜGER: «Correlation of spray symmetry with mass and momentum of multihole diesel nozzles», en «THIESEL 2004 Conference on Thermo and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines», 2004, 7–10.

Capítulo 4

Diseño de la maqueta de $fCdM$

4.1. Introducción

En este capítulo se abordará la materialización del sistema de medida de $fCdM$, el cual, como se vio en el capítulo anterior, está basado en la medida de la fuerza de impacto del chorro. En él se describe tanto el diseño mecánico de las distintas piezas de la maqueta, como el captador elegido para medir la fuerza de impacto del chorro y la calibración de éste.

La finalidad de este equipo o maqueta es medir el $fCdM$ de un chorro Diesel, en condiciones similares a las de funcionamiento real en un motor, para así poder estudiar y evaluar el comportamiento de la inyección en distintas condiciones de presión de inyección, contrapresión y duración de la inyección. La presión de inyección y la duración vienen controladas por el sistema de inyección, mientras que la contrapresión o presión de descarga debe ser provista por la maqueta de $fCdM$, lo cual, como se verá en este capítulo, es un condicionante muy importante tanto a la hora de diseñar la maqueta como en la elección del captador.

4.2. Captador de $fCdM$

El elemento de mayor importancia a la hora de medir el $fCdM$ es sin duda el captador empleado para este fin. En este apartado se analizarán las características que debe tener este captador y las alternativas que existen, hasta llegar a la solución final escogida.

4.2.1. Requerimientos

Los requerimientos que debe tener el captador de $fCdM$ son los siguientes:

- *Medir fuerza.* Como se ha visto en la sección §3.5, para medir el $fCdM$, el captador debe medir la fuerza de impacto del chorro de inyección.
- *Buena respuesta dinámica.* La inyección, en los actuales motores de inyección directa, es un proceso que sucede en tiempos característicos realmente pequeños, donde, sobre todo en el inicio y final de la inyección, los cambios suceden a muy alta velocidad [1]. Para poder adquirir convenientemente la señal de $fCdM$ de una inyección, hará falta un captador de respuesta muy rápida y con un buen comportamiento dinámico en frecuencia, ya que el impacto del chorro, al ser tan violento, podría excitar frecuencias relativamente altas, por lo que, el captador deberá tener una frecuencia natural alta para no verse afectado.
- *Soportar el impacto del chorro.* Ya que, éste es un impacto muy violento sobre una superficie muy pequeña, provocando que en el punto de impacto se alcancen tensiones muy altas que el material del captador debe soportar.
- *Soportar altas presiones.* Uno de los objetivos buscados es poder ensayar a distintas presiones de descarga, con el fin de simular las condiciones alcanzadas en un motor real, y para poder evaluar como afecta la contrapresión al comportamiento de la inyección. La presión máxima de diseño de la maqueta es de 10 MPa, presión que el captador deberá ser capaz de soportar.
- *Ser tolerante a la presencia de combustible.* En la cámara donde se va inyectar, es muy probable que el captador entre en contacto con el combustible inyectado. Esto conlleva que, o bien que el sensor soporte el contacto con ese combustible sin perjudicarlo, o bien que, por el propio diseño del captador, las partes sensibles del sensor no queden expuestas al combustible.

Además, el captador deberá tener una forma y tamaño adecuado para poderlo situar con facilidad enfrenteado al chorro.

4.2.2. Alternativas

A continuación se exponen las alternativas existentes para la elección del captador. Se van a analizar no sólo el tipo de transductor, sino también la conveniencia de utilizar un sensor de presión en lugar de uno de fuerza.

Tipos de transductores

El transductor es el elemento del captador encargado de realizar la transformación del efecto de una causa física, en nuestro caso la fuerza, en otro tipo de señal, normalmente eléctrica. Dentro de los transductores apropiados para nuestra aplicación se encuentran los siguientes [2].

- *Piezoeléctrico*. La piezoelectricidad es un fenómeno presentado por determinados cristales, como el cuarzo, que al ser sometidos a tensiones mecánicas o deformaciones adquieren una polarización eléctrica en su masa, apareciendo una diferencia de potencial y cargas eléctricas en su superficie. Utilizando un amplificador de carga, la carga eléctrica es acondicionada para conseguir una diferencia de voltaje. Normalmente, este tipo de transductor es empleado en aplicaciones donde se requiere una buena respuesta dinámica, debido a su alta frecuencia natural. Sin embargo, tiene el inconveniente de no poder medir magnitudes estáticas, ya que el propio proceso de adquisición (transductor más amplificador) provoca la pérdida paulatina de la carga generada en el cristal [3].
- *Piezorresistivo*. Según el efecto piezorresistivo al producirse una deformación mecánica en cristales metálicos se produce una variación en su resistividad eléctrica. Como material normalmente se emplean semiconductores basados en Silicio, ya que con ellos se obtienen sensibilidades mayores. El cambio en la resistencia normalmente es medido usando un puente de Wheatstone. En comparación con transductores piezoeléctricos, estos sí pueden medir magnitudes estáticas, aunque su comportamiento dinámico no es tan bueno.
- *Galgas extensiométricas*. Al igual los transductores piezorresistivos, las galgas extensiométricas están basadas en la variación de resistividad que sufren los metales cuando son deformados, sin embargo, la sensibilidad que se consigue con estos transductores es menor.

Además de éstos, existen otros tipos de transductores, como por ejemplo los inductivos, que se han quedado fuera de la lista por tener una peor respuesta dinámica.

El transductor que mejor se adapta a nuestras necesidades es el *piezoeléctrico*, ya que ofrece la mejor respuesta dinámica de todos. El hecho de que este tipo de transductor se descargue con el tiempo, impidiendo medir magnitudes estáticas, no es ningún problema ya que el proceso de inyección es lo suficientemente corto como para que el efecto de descarga no afecte a la medida. Es más, este efecto incluso proporciona comodidad a la hora de medir, ya que cada una de las medidas comenzará siempre desde un nivel descargado (cero o cercano a él) independientemente de la presión en la cámara, facilitando el mejor aprovechamiento de la resolución del sistema de adquisición de datos.

Tipo de sensor

Aunque lo lógico para esta aplicación sería emplear un sensor de fuerza, algunos de los requerimientos que debe cumplir éste, hacen que sea interesante un planteamiento alternativo para lograr medir fuerza, el cual es el uso de un sensor de presión convenientemente calibrado para obtener fuerza.

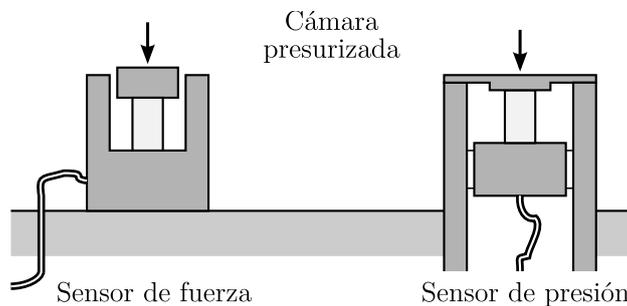


Figura 4.1: Comparación entre la disposición de un sensor de fuerza y otro de presión en el interior de la maqueta.

En la figura 4.1 están esquematizados un sensor de fuerza y otro de presión. Como se puede observar son sensores muy parecidos, ambos se basan en la deformación del cristal piezoeléctrico causada por la fuerza o la presión. El sensor de presión usa una membrana para transformar la presión en deformación de ésta. Pero si en lugar de aplicar una presión sobre la membrana se aplica una fuerza, el sensor será capaz de medirla de igual modo. Lo único que habrá que hacer en este caso es recalibrar el sensor como si fuera un sensor de fuerza.

La principal ventaja de usar un sensor de presión radica en que, a diferencia del de fuerza, las partes sensibles del sensor quedan fuera de la cámara, lo cual permite evitar diferentes problemas que aparecerían usando un sensor de fuerza:

- En funcionamiento normal, la cámara va a estar presurizada. En el caso del sensor de fuerza esta presión provocará que todas las partes del sensor estén sometidas a una presión hidrostática de compresión, provocando que el comportamiento del sensor sea impredecible, ya que no ha sido diseñado para este fin. Sin embargo en el caso de un sensor de presión, esto no sucederá al estar las partes sensibles fuera de la cámara y por lo tanto a presión atmosférica.
- El combustible inyectado puede no ser compatible con los materiales usados en el sensor^I. Usando un sensor de presión se evita el contacto del combustible con las partes sensibles del sensor.
- Otro problema en el caso del sensor de fuerza es sacar el cable del sensor desde el interior de la cámara presurizada al exterior, ya que debido a las altas presiones a las que va a estar sometida la cámara, sacar el cable es una tarea harto complicada.

Sensor elegido

A la vista de lo expuesto, la mejor opción es un *sensor de presión piezoeléctrico*. El sensor elegido es el modelo 7031 de la marca Kistler. En la figura 4.2 puede observarse la forma y el tamaño de éste.

Entre los posibles sensores a elegir, este modelo es el que presenta las mejores características para ser empleado como sensor de $fCdM$. En la elección del sensor, se han tenido en cuenta tanto la forma y tamaño del sensor, como las características del sensor: rango de medida, comportamiento dinámico, etc., con el fin de cumplir con los requerimientos expuestos en el apartado §4.2.1. Las cualidades a destacar de este sensor comparado con otros son: alta sensibilidad y alta frecuencia natural. En la siguiente tabla se resumen las principales características de este sensor:

^ITodos los fabricantes consultados al respecto no han garantizado el buen funcionamiento, desaconsejando su uso.

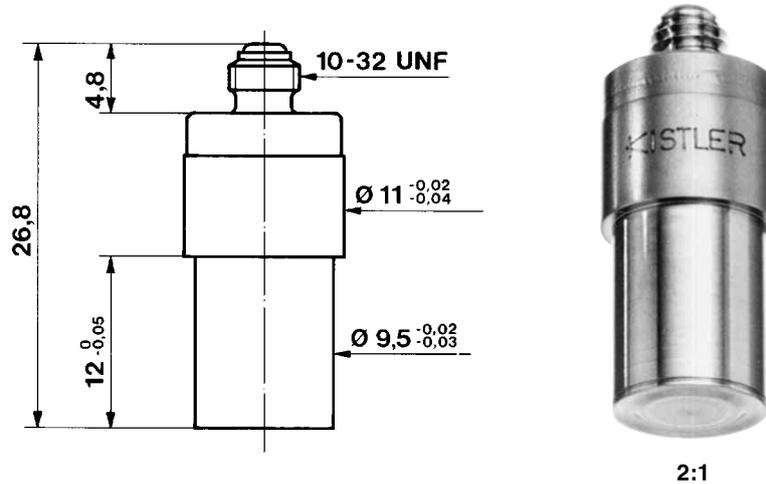


Figura 4.2: Imagen y dimensiones del sensor Kistler 7031.

Rango de medida	0 ... 25 MPa
Sensibilidad	550 pC/MPa
Frecuencia natural	> 80 kHz
Error de no linealidad	< ± 1 %
Rango de temperaturas	-196 ... 200 °C

4.2.3. Adaptación del sensor de presión para medir fuerza

Como se ha expuesto anteriormente, un sensor de presión se adapta mejor a la medida de $fCdM$ en una cámara presurizada. Sin embargo, tiene el inconveniente de que la respuesta del sensor puede ser diferente según el punto de aplicación de la fuerza sobre la membrana del sensor de presión. Para evitar este problema se va a adherir una diana pegada sobre la membrana como muestra la figura 4.3. Añadiendo la diana se consigue que toda fuerza aplicada sobre cualquier punto de ésta, sea transmitida al sensor de presión siempre a través del mismo punto.

Otro efecto beneficioso de añadir la diana es que el área de captación aumentará. Recuérdese que el captador de $fCdM$ debe ser lo suficientemente grande como para capturar todo el impacto del chorro en el lugar de medida, con el fin de que el principio de medida expuesto en la sección §3.5 sea válido.

Además añadiendo la diana se consigue proteger el sensor del impacto del chorro impidiendo que éste se deteriore.

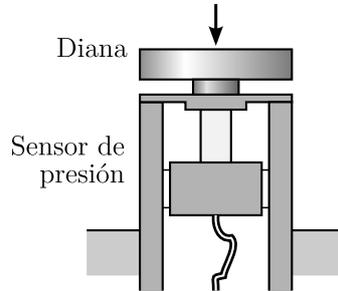


Figura 4.3: Esquema del sensor de presión más una diana.

Efectos dinámicos de añadir una diana

Como contrapartida, el añadir la diana empeorará el comportamiento dinámico del captador, ya que el aumento de la masa (membrana más diana) provocará que la frecuencia natural disminuya. Además, este tipo de sensores vienen equipados con un sistema de compensación de vibraciones el cual se equilibra con las distintas masas y constantes de elasticidad del sensor, de forma que las vibraciones mecánicas provenientes de la maqueta afecten lo menos posible. Si se añade una masa adicional este equilibrado deja de funcionar. Por lo tanto, según lo expuesto, la diana ideal será aquella que tenga la menor masa posible a fin de afectar lo menos al comportamiento dinámico del captador.

Con el fin de determinar la nueva frecuencia natural del captador una vez se ha añadido la diana se ha realizado un sencillo ensayo de vibraciones. Éste consiste en golpear el captador de forma que los modos de vibración queden excitados, a la vez que se registra la señal del captador para su posterior análisis. En la figura 4.4 se puede observar uno de estos ensayos en el que se ve como el captador está oscilando a su nueva frecuencia natural. Analizando esta señal en frecuencia se determina que la nueva frecuencia natural ha descendido hasta los 56 kHz, sin embargo ésta sigue siendo lo suficientemente grande como para no afectar a la medida.

Resistencia mecánica de la diana

Otra característica que debe cumplir la diana es que debe ser capaz de soportar el impacto del chorro. Hay que tener en cuenta que este impacto provocará un esfuerzo sobre la superficie donde impacte muy importante.

A continuación se hace un pequeño análisis con el fin de determinar aproximadamente los esfuerzos máximos esperables sobre la diana. Para realizar este

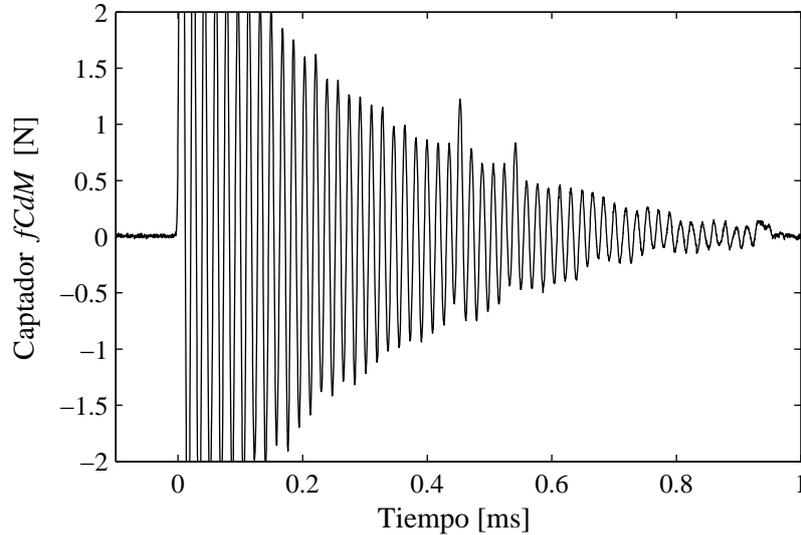


Figura 4.4: Ensayo de vibraciones del captador más la diana. Frecuencia natural 56 kHz.

análisis se va a considerar el caso de un chorro líquido, de sección y velocidad constantes. Obviamente este caso no se dará como tal en la realidad, pero sin embargo, siempre que la vena líquida del chorro llegue a la diana se podrá considerar un volumen de control dentro de ella que sí cumpla aproximadamente esta condición [4]. El que la vena líquida alcance la diana dependerá principalmente de la densidad del gas en la cámara, ya que de este parámetro dependen la apertura del chorro y la penetración de la vena líquida [4]. Así, para situaciones de baja densidad (bien sea por usar baja presión o usar un gas con baja masa molecular como el Helio) la vena líquida alcanzará con mucha probabilidad la diana.

Planteando la ecuación de conservación de cantidad de movimiento a este volumen de control en la dirección del chorro se obtiene la siguiente ecuación

$$\rho_f A u^2 = A \sigma , \quad (4.1)$$

donde ρ_f , A y u son la densidad del combustible, el área transversal del volumen de control y la velocidad respectivamente, y σ denota la presión sobre la diana y por lo tanto el esfuerzo mecánico sobre ésta. Como se puede ver en esta ecuación, el esfuerzo vendrá determinado por la velocidad que tenga el chorro en el momento del impacto.

Por otro lado, la velocidad máxima teórica del chorro, puede calcularse a partir de la caída de presión en el orificio Δp como

$$u = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_f}} . \quad (4.2)$$

Operando con las ecuaciones (4.2) y (4.1) se obtiene la siguiente relación

$$\sigma = \rho_f u^2 = 2\Delta p . \quad (4.3)$$

De este análisis se concluye que el esfuerzo mecánico provocado en la diana será del orden de dos veces la caída de presiones empleada en la inyección. Teniendo en cuenta que los actuales sistemas de inyección superan los 180 MPa de presión de inyección, se pueden esperar esfuerzos de en torno a los 360 MPa^{II}. Además, hay que tener en cuenta que este esfuerzo es provocado por una carga dinámica y cíclica, afectando por lo tanto a la fatiga del material, siendo además, el momento del impacto muy violento pasando de carga mínima a máxima en muy poco espacio de tiempo.

Material de la diana

El material elegido para la diana es aluminio con un tratamiento de anodizado duro, el cual es a la vez ligero y resistente. El aluminio sin tratar no aguantaría los esfuerzos mecánicos provocados por el chorro. El anodizado duro es un tratamiento superficial en el cual mediante métodos electrolíticos se oxida la capa exterior de la pieza formando una capa de hasta 150 μm de óxido de aluminio, Al_2O_3 , también conocida como alúmina, proporcionándole a la pieza una extremada dureza superficial. El tipo de aluminio elegido es la aleación 6082 (aluminio aleado con magnesio y silicio) el cual proporciona la mayor dureza alcanzable mediante el anodizado duro llegando hasta los 450 Hv de dureza Vickers^{III}, superior incluso a la mayoría de los aceros.

Esta capa protectora, aunque poco profunda, debería ser suficiente para soportar el impacto del chorro, ya que la zona de máximo esfuerzo, como se ha comentado anteriormente, será muy pequeña, del orden del diámetro del orificio o incluso menor. A partir de esta pequeña zona de máximo esfuerzo las tensiones decaerán rápidamente conforme se profundice en la diana, ya que el esfuerzo se reparte cada vez entre más área.

^{II}Normalmente el esfuerzo o tensión mecánica se expresa en unidades de fuerza por superficie, en nuestro caso MPa coincide con N/mm^2 .

^{III}La dureza Vickers proporciona una estimación de la resistencia a tracción del material (en MPa).

4.2.4. Solución adoptada

Resumiendo todo lo expuesto hasta ahora, el captador elegido para la medida del $fCdM$ es un *captador de presión piezoeléctrico con una diana de aluminio anodizado adherida a él*. El sensor de presión de presión elegido es de la marca Kistler modelo 7031.

4.3. Proceso de calibración del captador de $fCdM$

Debido a la elección de un captador de presión para medir el $fCdM$, es necesario recalibrarlo como si fuera de fuerza. Para realizar la calibración se ha empleado el método descrito por Bill [5], en el se indica que la forma correcta de calibrar un sensor piezoeléctrico es mediante la comparación con otro sensor piezoeléctrico de forma dinámica, ya que como se ha comentado anteriormente estos sensores son incapaces de medir magnitudes estáticas. Para realizar la calibración se va a emplear un martillo el cual está instrumentado con un sensor de fuerza en la punta, este sensor es el que actuará como patrón. El proceso de calibración consiste en golpear con este martillo el sensor o captador que se quiera calibrar, figura 4.5, debido a la ley de acción y reacción ambos sensores experimentarán la misma fuerza, por lo que comparando ambas señales se logrará la calibración.

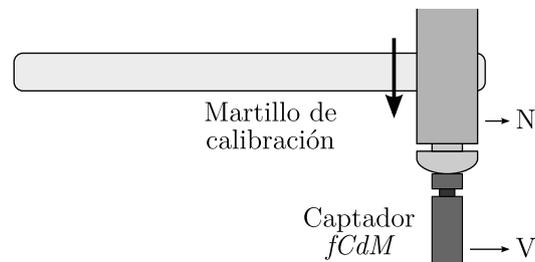


Figura 4.5: Esquema de calibración dinámica.

En la figura 4.6 está representado un ejemplo de las señales generadas tras el golpeo del martillo. Aunque estas señales se pueden comparar directamente en el dominio temporal, lo recomendable es analizarlas en frecuencia, ya que además de este modo se obtiene información del comportamiento en frecuencia del sensor. En la figura 4.7 están representadas estas mismas señales en el dominio de la frecuencia.

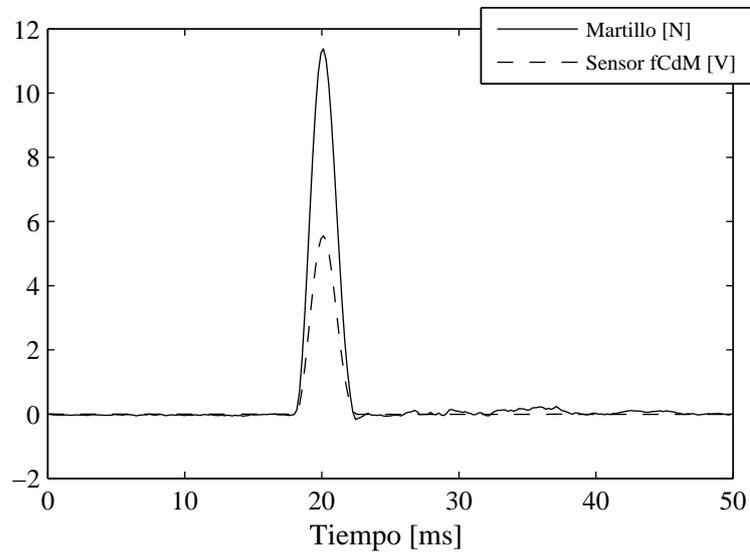


Figura 4.6: Golpeo con el martillo de calibración. Señales de fuerza ejercida y respuesta del sensor.

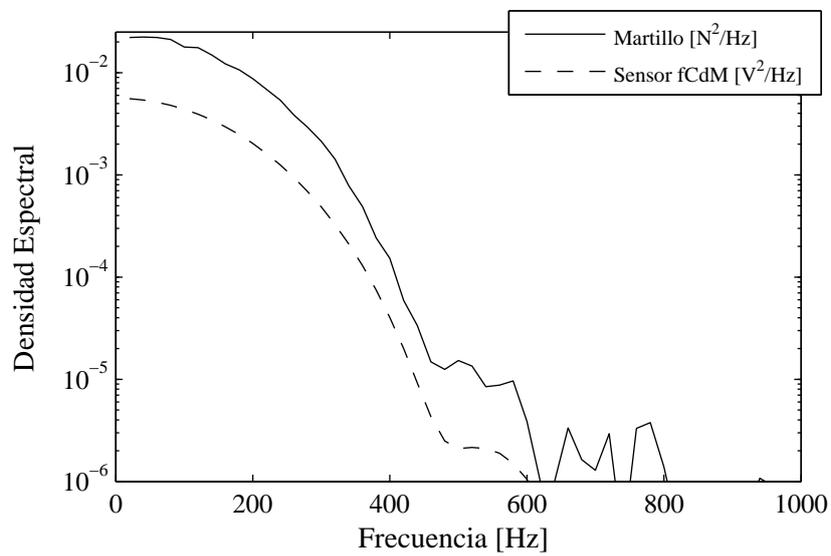


Figura 4.7: Densidad espectral de potencia de las señales de fuerza ejercida y respuesta del sensor.

Como se puede observar el golpe de martillo ha conseguido excitar hasta unas frecuencias de alrededor de 300 Hz, por lo tanto el rango de validez de la calibración será justamente hasta esta frecuencia.

Como último paso sólo queda dividir las dos señales con el fin de obtener la constante de calibración. En la figura 4.8 está representada esta división. Aparte de proporcionarnos la constante de calibración, en esta figura se puede apreciar cómo el comportamiento del sensor dentro del rango de validez es bueno ya que la constante no varía en exceso.

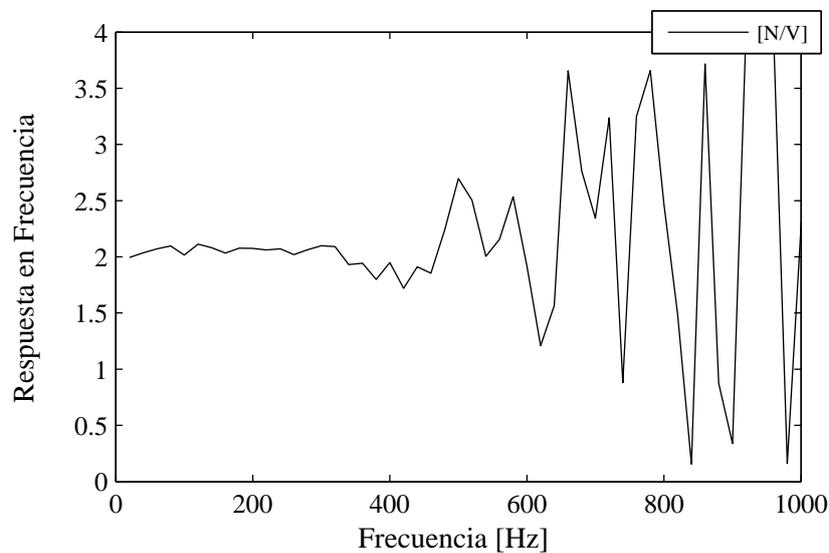


Figura 4.8: Respuesta en frecuencia del sensor de $fCdM$.

Realizando un proceso de calibración con un total de diez golpes de martillo se ha obtenido una constante de calibración de 2,041 N/V, con una desviación típica entre los diez golpes de 0,0076 N/V.

En el anexo §4.A (página 97) se presenta una forma alternativa de calibración del captador de $fCdM$.

4.4. Diseño de la maqueta de $fCdM$

La maqueta de $fCdM$ es el conjunto de piezas y elementos que junto con el captador propician la medida la $fCdM$ de un inyector en las condiciones de presión requeridas. En la figura 4.9 se puede observar la solución adoptada en

el diseño de la maqueta de $fCdM$. Ésta es una cámara de acero la cual puede ser presurizada. Se ha optado por una forma cilíndrica, ya que permite usar el eje de la maqueta para posicionar de forma sencilla algunos de los elementos y facilitar la rotación de éstos, como en el caso del inyector. Además, la forma cilíndrica facilita la mecanización al poderse realizar mediante torneado, y aporta una mayor resistencia mecánica al no existir concentradores de tensiones.

La clave de la maqueta reside en el correcto posicionamiento del inyector y el captador, de forma que el chorro impacte contra el captador de la forma más centrada y perpendicularmente posible. O dicho de otro modo, los ejes del captador y el chorro deben ser coaxiales.

El posicionamiento de estos elementos, en el caso de inyectores con un único orificio en dirección axial no es ningún problema, ya que simplemente colocando tanto el inyector como el captador enfrentados en el eje de la maqueta el problema queda solucionado. Sin embargo, en el caso más general de inyectores multiorificio, el posicionamiento no es tan sencillo, como se verá a continuación.

4.4.1. Posicionamiento del inyector

Los inyectores multiorificio utilizados en motores de inyección directa, producen entre 5 y 8 chorros [1], los cuales están configurados de forma que tengan simetría axial con respecto al eje del cilindro del motor donde van montados, a este eje lo llamaremos eje de los chorros. El ángulo que forman los chorros con este eje es un parámetro de diseño del motor el cual varía entre unos inyectores (o motores) y otros entre 70° y 80° .

La forma de posicionar el inyector en la maqueta es de manera que el eje de los chorros coincida con el de la maqueta, como si la maqueta fuera uno de los cilindros del motor. De esta forma girando el conjunto del inyector con respecto al eje de la maqueta, es posible ir apuntando cada uno de los chorros contra captador de $fCdM$. Es interesante definir, en el diseño de la maqueta, un punto de referencia desde el cual deben partir todos los chorros, con su ángulo característico, hacia el captador. Este punto será el punto de intersección entre el eje de la maqueta y el del capador.

En referencia al posicionamiento existen dos configuración distintas según el tipo de inyector: recto o inclinado.

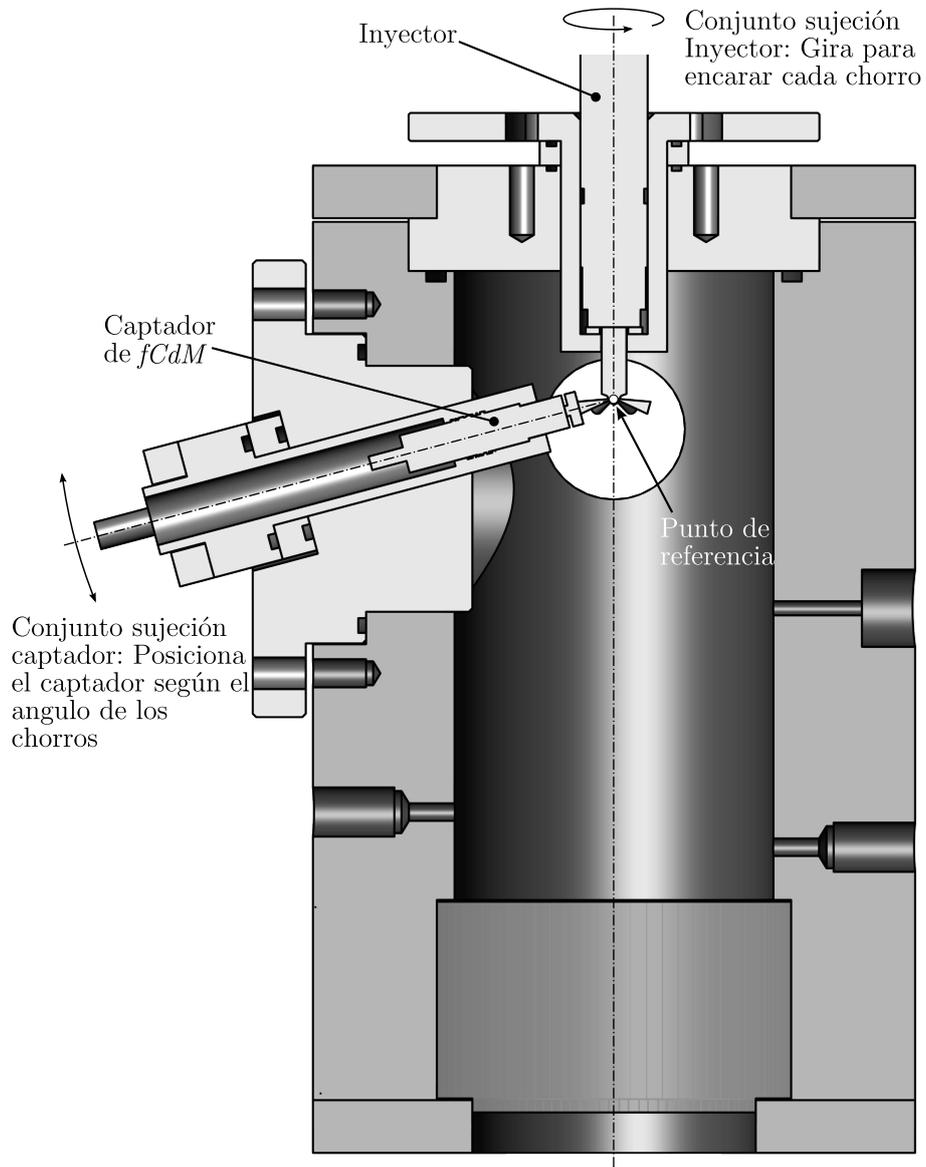


Figura 4.9: Esquema general de la maqueta de *fCdM*

Inyector recto

En este tipo de inyector los chorros son simétricos respecto al eje del inyector, es decir el eje del inyector y el de los chorros coinciden. Este tipo de inyectores es usado en motores de cuatro válvulas donde el centro de la culata queda libre para poder introducir el inyector. En este caso, el posicionamiento se logra colocando todas las piezas de forma concéntrica en la maqueta. El único cuidado a tener en cuenta es la profundidad a la que es introducido el inyector en la cámara, para asegurar que el punto de partida de los chorros coincida con el de referencia. Este caso puede ser observado en la figura 4.10.

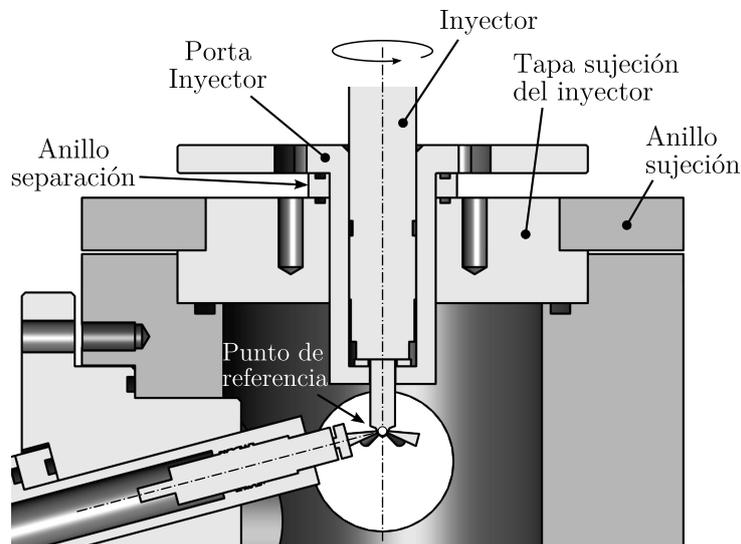


Figura 4.10: Conjunto sujeción del inyector.

En esta figura se pueden observar las siguientes piezas:

- Porta inyector. Es la pieza en la que va montado el inyector. El uso de esta pieza no es necesario, pero sí muy interesante, porque al usarla estamos abstrayendo al resto de la maqueta de la geometría del inyector, de forma que si cambia la geometría del inyector, por ejemplo con mayor diámetro del cuerpo del inyector, sólo es necesario fabricar un porta inyector adaptado a este último, sin modificar ninguna pieza del resto de la maqueta. Además, este mismo porta inyector puede ser usado en otras instalaciones como la maqueta de visualización [6] o el tasímetro [7]. Esto último permite ensayar un inyector en múltiples instalaciones sin necesidad de desmontarlo del porta inyector, evitando posibles diferencias en

el montaje del inyector, como un par de apriete distinto, lo cual puede afectar al comportamiento del inyector [1].

- Tapa del conjunto de sujeción del inyector. Es una placa circular por cuyo centro es introducido el porta inyector con el inyector, y además, cierra la cámara presurizada por la parte del inyector. Esta tapa, junto al resto del conjunto, está alojada en una hendidura circular mecanizada en el cilindro, de forma que todo el conjunto puede girar, de forma controlada, respecto al cuerpo de la maqueta.
- Anillo de separación. Esta pieza es usada para controlar la profundidad con la que el inyector es introducido dentro de la maqueta, de forma que la punta de la tobera de inyección quede posicionada correctamente en el punto de referencia.
- Anillo de sujeción. Aprieta y sujeta^{IV} todo el conjunto contra el resto de la maqueta, de forma que se pueda presurizar y así poder medir, una vez el chorro está apuntado correctamente al captador.

Inyector inclinado

En este caso el eje de los chorros forma un cierto ángulo con el inyector. Este tipo de inyectores es usado en los motores con dos válvulas donde la parte central de la culata está ocupada por las válvulas, por lo que el inyector debe entrar inclinado para alcanzar con la punta una posición centrada en el cilindro.

Para posicionar este tipo de inyectores se debe introducir el inyector de forma inclinada, al igual que se hace en el motor, con el ángulo característico de éste, de forma que eje de los chorros quede coaxial con el de la maqueta. Para conseguir el correcto posicionamiento de este tipo de inyectores se debe diseñar una pieza que simule el alojamiento del inyector en la culata del motor, de forma que el eje de los chorros coincida con el de la maqueta.

Debe notarse, que este caso es bastante más complicado que el caso de inyectores rectos, ya que además del ángulo de inclinación es necesario controlar la posición radial de entrada, la penetración del inyector en la maqueta y por último la posición angular del inyector con respecto a al alojamiento de éste.

^{IV} Los tornillos que unen el anillo de sujeción con el cilindro no se ven en la figura porque están en un plano distinto al de corte.

4.4.2. Posicionamiento del captador de $fCdM$

En el caso de inyectores multiorificio, el captador estará situado en el lado del cilindro, de forma que apunte al punto de referencia desde donde salen todos los chorros, con el ángulo característico de cada tipo de inyector. El conjunto de sujeción del captador puede observarse en la figura 4.11. Las piezas que forman este conjunto son:

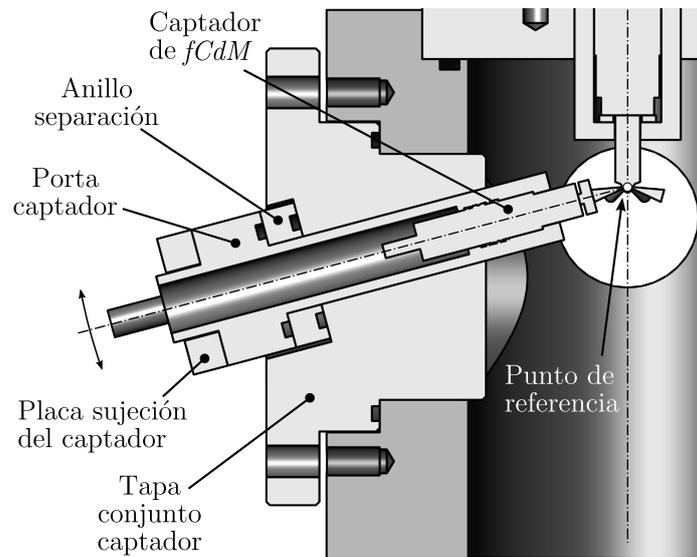


Figura 4.11: Conjunto sujeción del captador de $fCdM$.

- Porta captador. Es la pieza en la que va alojado el captador. En el montaje del captador se debe prestar especial atención de forma que el mecanizado del alojamiento, la junta de sellado y el par de apriete coincidan con el especificado con el fabricante del sensor, ya que cualquier variación sobre estas indicaciones podría afectar a la medida. El porta captador permite el montaje y extracción del captador de la maqueta de forma sencilla evitando tocar el captador de su alojamiento. El porta captador tiene una forma alargada para que el captador pueda introducirse en la maqueta a profundidad suficiente como para realizar la medida.
- Tapa del conjunto de sujeción del captador. Esta pieza determina la posición y dirección con la cual el porta captador junto con el captador son introducidos en la maqueta. Para ello tiene mecanizado un alojamiento cilíndrico del mismo diámetro que el porta captador, el cual apunta al

punto de referencia. El ángulo de inclinación de este alojamiento vendrá determinado por el inyector en cuestión. Como ya se ha comentado anteriormente, éste varía entre 70° y 80° . Para cada ángulo característico habrá que disponer de una tapa distinta.

- Anillo de separación. Cambiando el grosor de esta pieza es posible ajustar la distancia entre el captador y la salida de los orificios de inyección.
- Placa de sujeción del captador. Aprieta el porta captador contra la tapa de forma que quede el conjunto sujeto, además de producir el sellado entre las piezas del conjunto.

4.4.3. Sistema de presurización de la maqueta

La presurización de la maqueta se realiza mediante una bombona del gas en cuestión. Estas bombonas normalmente vienen a presiones de en torno a 20 MPa, presión más que suficiente como para alcanzar las requeridas en la maqueta, de como máximo 10 MPa y habitualmente menores de 6 MPa. Para controlar la presión en el interior de la cámara se usan dos válvulas: una de llenado, la cual está conectada a la bombona del gas, y otra válvula de vaciado para extraer el gas de la maqueta. La regulación es manual, lo cual no es ningún problema ya que la variación de presión en el interior de la maqueta durante un ensayo es relativamente lenta.

El gas de trabajo habitual es el Nitrógeno, ya que tiene unas características similares al aire, pero sin contener Oxígeno con lo cual se evita cualquier posibilidad de combustión. También puede resultar interesante el empleo de otros gases como por ejemplo el Helio o el Hexafluoruro de Azufre (SF_6), con los cuales se pueden conseguir densidades distintas al Nitrógeno manteniendo la presión en la cámara. La densidad será menor en el caso del Helio y mayor en el del SF_6 .

4.4.4. Otros elementos de la maqueta

A continuación se exponen el resto de elementos que forman parte de la maqueta, aparte de los ya vistos.

Accesos ópticos

La maqueta está provista de dos accesos ópticos. Éstos son de metacrilato con un grosor adecuado para soportar la presión de la cámara. Uno de ellos

está situado enfrente al inyector, el cual sirve además para tapar este lado del cilindro de la maqueta (parte inferior de la figura 4.9). El otro acceso óptico está situado en un lateral del cilindro con el fin de poder visualizar de perfil tanto el inyector como el captador, ver figura 4.12.



Figura 4.12: Vista del interior de la maqueta de $fCdM$ desde la ventana lateral.

Si bien los accesos ópticos no son necesarios para la medida $fCdM$, sí que resultan muy útiles a la hora de comprobar que todo el montaje esté correctamente alineado.

Captador de temperatura y presión

La maqueta está instrumentada con un captador de temperatura de tipo termopar, y otro de presión de tipo piezorresistivo, con el fin de conocer estas magnitudes para el gas que llena la maqueta. Sobre todo es importante conocer la presión de la cámara debido a la influencia que tiene sobre el proceso de inyección.

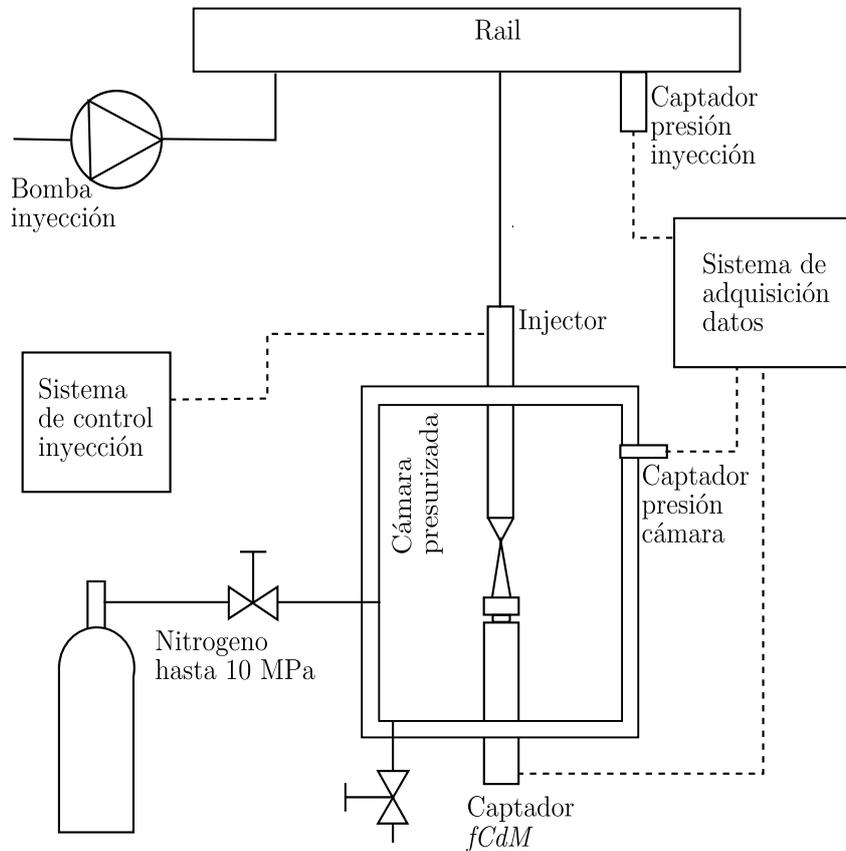


Figura 4.13: Esquema del sistema de medida de $fCdM$ (ejemplo con inyector mono-orificio axisimétrico).

4.5. Sistema de medida de $fCdM$

En la figura 4.13 se puede observar un esquema del sistema de medida de $fCdM$ al completo. Este sistema está compuesto de los siguientes elementos:

- El sistema de inyección objeto de estudio. El cual, en el caso convencional de sistema common-rail, está compuesto básicamente por la bomba de inyección, el raíl y el inyector, además de un sistema electrónico para controlar el tiempo de inyección.
- La maqueta de $fCdM$ propiamente dicha más la bombona de gas, normalmente de Nitrógeno, para presurizar la maqueta.

- Sistema de adquisición de datos. El cual recogerá y guardará todos los parámetros medidos en el sistema, dentro de los cuales los más importantes son: la señal de $fCdM$, la presión de inyección, la presión en cámara o de descarga, y la señal de excitación del inyector.

4.6. Conclusiones

En este capítulo se ha descrito el diseño de la maqueta de $fCdM$. Esta maqueta está formada por una serie de piezas que conforman un cámara estanca la cual puede ser presurizada, para así poder simular presiones de descarga similares a las encontradas dentro de un motor real. El elemento de más importancia de esta maqueta es sin duda el captador de $fCdM$, para el cual se ha elegido un sensor piezoeléctrico de presión al que se le ha adherido una diana, la cual será la encargada de transmitir la fuerza del chorro hasta la membrana del sensor.

4.A. Anexo: Método alternativo de calibración del captador de $fCdM$.

A continuación se va a exponer un método alternativo para la calibración del captador de $fCdM$ distinto al método del martillo explicado en la sección §4.3. Si bien este método es menos preciso que el método del martillo, esta otra alternativa tiene una importancia *histórica* dentro del desarrollo de la tesis, ya que fue el primer método usado para la calibración del sensor. Además, también tiene su importancia práctica ya que no se requiere del martillo patrón sino de un elemento mucho más común como es el acelerómetro.

Este otro método está basado en la comparación de la señal del captador de $fCdM$ con la señal de un acelerómetro de forma dinámica. Para ello se empleará un montaje como el de la figura 4.14. En éste se puede observar una pieza^V en la cual están montados el captador de $fCdM$ y un acelerómetro ambos en el mismo eje. Este conjunto está suspendido por dos hilos de forma que pueda balancearse. El proceso de calibración consiste en golpear sobre el captador de $fCdM$. La fuerza producto de este golpe generará una señal eléctrica en el captador de $fCdM$, así como una aceleración en todo el conjunto la cual será registrada por el acelerómetro. A partir de la aceleración y conociendo la masa del conjunto se puede calcular la fuerza ejercida por el golpe según la ley de

^VComo pieza se emplea el propio porta captador.

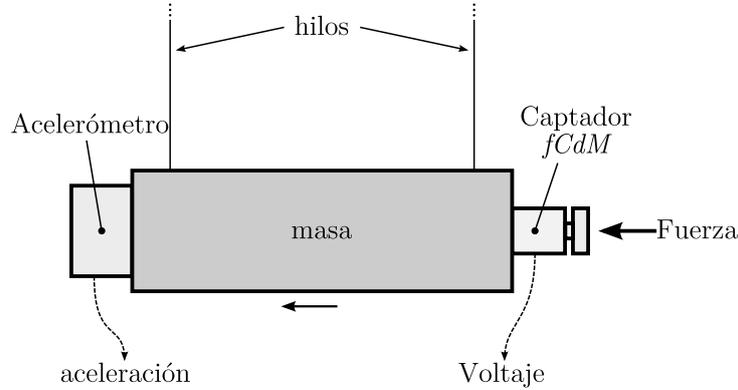


Figura 4.14: Esquema calibración dinámica mediante un acelerómetro..

Newton $F = m a$. Por último comparando esta fuerza calculada a partir de la aceleración con la señal del captador de $fCdM$ se logra la calibración.

El principal problema de este sistema está en los cables eléctricos de los dos sensores, ya que estos afectarán al movimiento del péndulo. El principal inconveniente es la casi imposibilidad de conocer la masa exacta del conjunto ya que los cables van desde los sensores hasta los amplificadores (la masa de los cables no está concentrada en el péndulo).

Sin embargo, suponiendo que la influencia de los cables sólo es inercial, es decir añaden masa al conjunto aunque ésta sea desconocida, puede llegarse a una solución realizando el proceso de calibración empleando dos masas distintas. En efecto, si para cada uno de los casos se conoce la masa del conjunto sin cables (m_1 y m_2)^{VI} y suponemos una masa para los cables m_c igual en los dos casos, la masa total vendrá dada por la suma de ambas masas. Así pues, realizando la calibración para cada caso se obtendría

$$K_1 = \frac{F_1}{V_1} = \frac{(m_1 + m_c) a_1}{V_1} \quad (4.4)$$

$$K_2 = \frac{F_2}{V_2} = \frac{(m_2 + m_c) a_2}{V_2} \quad (4.5)$$

donde K y V son la constante de calibración y el voltaje del sensor respectivamente. Puesto que ambas constantes deben ser iguales $K_1 = K_2$, de las

^{VI}Realmente sólo es necesario conocer la diferencia de masa entre ambas, ya que cualquier error en el valor absoluto aparecerá reflejado en la masa del cable calculada m_c .

ecuaciones anteriores puede despejarse el valor del m_c como

$$m_c = \frac{\frac{m_2 a_2}{V_2} - \frac{m_1 a_1}{V_1}}{\frac{a_2}{V_2} - \frac{a_1}{V_1}} \quad (4.6)$$

Por último, una vez calculado m_c la constante de calibración se haya con cualquiera de las ecuaciones anteriores (4.4) o (4.5) $K = K_1 = K_2$.

Bibliografía

- [1] PLAZAS, A. H.: *Modelado unidimensional de inyectoros common-rail Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.
- [2] FERRERO CORRAL, J. M.: *Instrumentación electrónica*, Universidad Politécnica de Valencia, Departamento de Ingeniería Electrónica, 1994.
- [3] KURATLE, R. H., y A. SIGNER: *The Basic of Piezoelectric Measurement Technology*, Kistler Instrumente AG Winterthur , Switzerland.
- [4] HIROYASU, H., y M. ARAI: «Structures of fuel spray in Diesel engines», *SAE Paper 900475*, (1990).
- [5] BILL, B.: *Basic Theory of The Hammer Test Method*, Kistler Instrumente AG Winterthur , Switzerland.
- [6] PASTOR, J., J. ARRÈGLE, y A. PALOMARES: «Diesel spray images segmentation using a likelihood ratio test», *Applied Optics*, 40 (2001), nº 17, 2876–2885.
- [7] BOSCH, W.: «Fuel Rate Indicator Is a New Measuring Instrument for Display of the Characteristics of Individual Injection», *SAE Paper 660749*, (1966).

Capítulo 5

Señal de $fCdM$. Análisis y acondicionamiento

5.1. Introducción

El siguiente paso, una vez construida la maqueta de $fCdM$, es la *puesta a punto* de ésta, la cual va a ser expuesta en este capítulo. Para ello, el primer paso será analizar las características la señal de $fCdM$ obtenida directamente de la maqueta, para posteriormente realizar el acondicionamiento de la señal al que debe ser sometida la señal hasta obtener la señal de $fCdM$ final. La principal desviación de la señal de $fCdM$ medida con respecto a la real, es un efecto de acumulación debido a un aumento de presión en el interior de la maqueta. Un apartado de este capítulo estará dedicado a este fenómeno y a su eliminación o corrección.

Además, también se van a presentar una serie de experimentos que sirven de corroboración a algunas de las suposiciones impuestas en el planteamiento del principio de medida, apartado §3.5, y por lo tanto dan validez a la técnica presentada en la presente tesis.

5.2. La señal de $fCdM$

En la figura 5.1 se puede apreciar un ejemplo de una señal de $fCdM$ tal como se obtiene directamente de la maqueta de $fCdM$. Como se puede observar esta

señal tiene la forma que cabría esperar en una inyección típica: apertura del inyector, inyección a levantamiento de aguja máximo, y cierre del inyector. Sin embargo, esta señal presenta una importante cantidad de ruido o fluctuaciones, que habrá que eliminar en la medida de lo posible o por lo menos indagar acerca de su origen.

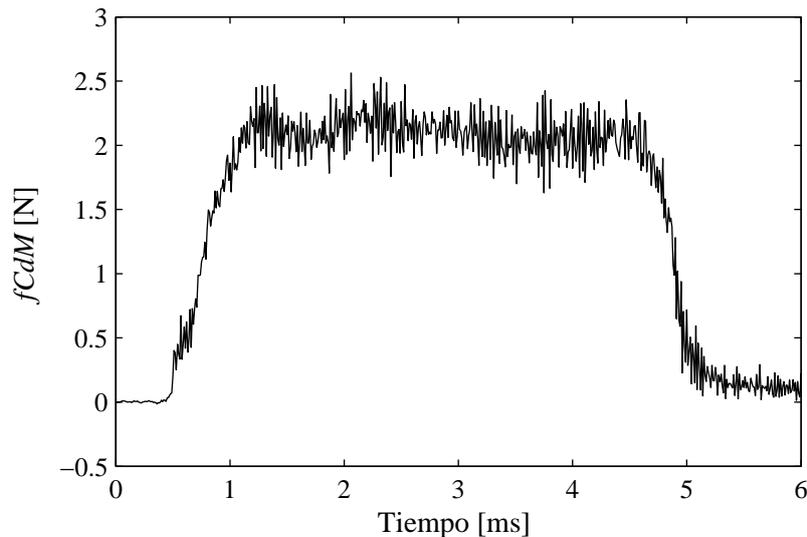


Figura 5.1: Señal de $fCdM$ en bruto. ($p_i = 80$ MPa, $p_b = 4$ MPa y $ET = 4$ ms).

5.2.1. Fuentes de fluctuaciones y ruido

Dentro de las fluctuaciones que se pueden encontrar en la señal de $fCdM$, es importante diferenciar entre aquéllas que formen parte de la propia inyección real y que por lo tanto deberán ser conservadas, y aquéllas que no lo sean y por lo tanto en la medida de lo posible habrá que eliminarlas. A continuación se listan las posibles fuentes de fluctuaciones.

Fluctuaciones de la inyección

Fluctuaciones debidas a ondas de presión. En el propio proceso de inyección se producirán fluctuaciones en la inyección debido a la propagación de ondas de presión dentro del inyector y de todo el sistema de inyección como consecuencia de fenómenos de golpe de ariete.

Antes del comienzo de la inyección todo el combustible está en reposo. Al comienzo de la inyección, la aguja comenzará a levantarse provocando que el combustible comience a moverse hacia los orificios de inyección no solo debido a la diferencia de presiones existente entre aguas arriba y aguas abajo, sino también a la necesidad de llenar el volumen que la aguja va liberando durante el proceso de apertura.

La aceleración del combustible provocará en un primer momento una onda de rarefacción que viajará desde la punta del inyector aguas arriba. En el momento en el que la aguja alcanza su apertura máxima, el caudal de combustible necesario para compensar el incremento de volumen debido al desplazamiento de la aguja, es frenado de forma brusca provocando un golpe de ariete que a su vez generará una onda de sobrepresión [1].

Estas ondas de presión, en su viaje aguas arriba, se encontrarán con los distintos elementos del sistema de inyección provocando las reflexiones de éstas. Las ondas se reflejarán principalmente en el racor de entrada al inyector (en algunos inyectores éste supone una disminución importante de la sección de paso [2, 3]), y sobre todo cuando éstas alcancen el raíl.

Evidentemente estas ondas serán mayores cuanto más rápida sea la apertura de la aguja. Mientras que la frecuencia vendrá determinada por la distancia que tenga que recorrer la onda. Como valores orientativos para estas fluctuaciones, tenemos las ondas reflejadas en el raíl tendrán una frecuencia de entorno a 1000 Hz (ver figura 5.7 página 113) y cuando existan reflexiones en el racor éstas tendrán una frecuencia de alrededor de 4000 Hz (por ejemplo como en la figura 7.1 página 142).

Turbulencia. Tanto la turbulencia producida en el interior de la tobera como la generada en el chorro tendrán efecto sobre la señal medida $fCdM$ provocando fluctuaciones en la señal en un amplio rango de frecuencias. El límite inferior de este rango (fluctuaciones de más baja frecuencia debidas a la turbulencia) corresponderá a los vórtices turbulentos más grandes, los cuales serán del orden del ancho del chorro en el momento del impacto. Sin embargo, es difícil aventurar a priori cuál será esta frecuencia ya que depende de factores de difícil cuantificación como la propia anchura del chorro o la velocidad del chorro en el momento del impacto. Pese a todo, esta frecuencia se puede situar en torno a 5000 Hz, analizando experimentalmente los espectros de las señales.

Por suerte, debido a la propia aleatoriedad de la turbulencia, el efecto de ésta puede eliminarse fácilmente promediando varias medidas, como se verá en el próximo apartado §5.2.2.

Fuentes de fluctuaciones y ruido externas

A continuación se listan una serie de posibles fuentes de ruido o fluctuaciones ajenas a inyección que podrían afectar a la señal de $fCdM$.

Vibraciones mecánicas transmitidas a través de la maqueta. En los inyectores actuales, durante el proceso de inyección se producen movimientos muy bruscos, aceleraciones y deceleraciones, de ciertas partes mecánicas del inyector como la aguja y la varilla. Debido a la violencia de estos movimientos, éstos pueden provocar vibraciones mecánicas sobre la maqueta, excitando los diferentes modos de vibración de las piezas de la maqueta. Estas vibraciones podrían llegar hasta el sensor y verse reflejadas en la señal medida. Hasta el momento, este tipo de fluctuaciones no se han detectado en las señales de $fCdM$, aunque con inyectores cada vez más rápidos no se descarta que pueda aparecer este problema en el futuro.

Ondas acústicas en el interior de la cámara. La interacción aerodinámica de los chorros de inyección con el gas de la cámara causará la aparición de ondas acústicas en el interior de la maqueta de $fCdM$. Ya que el sensor de $fCdM$ es en realidad un sensor de presión estas ondas serían captadas. Sin embargo, a la vista de los ensayos realizados hasta la fecha, todo parece indicar que afortunadamente estas ondas son demasiado débiles comparadas con la señal de $fCdM$ propiamente dicha.

Ruido del sistema de medida. Como en todo sistema de medida aparecerá un ruido aleatorio en la medida. Éste puede observarse en la señal de $fCdM$ justo antes de la inyección, figura 5.1, donde se aprecia como tiene un valor comparativamente pequeño con respecto a la señal.

5.2.2. La señal promediada

Según lo visto hasta ahora, la mayor parte de ruido o fluctuaciones que aparecen en la señal de $fCdM$ serían debidas a la turbulencia. Al ser éste un fenómeno aleatorio, este ruido puede ser eliminado promediando varias repeticiones realizadas a las mismas condiciones de inyección. En la figura 5.2 se puede observar el resultado de promediar un total de cien medidas correspondientes al punto de la figura 5.1. Como se puede apreciar, prácticamente todo el ruido que había anteriormente ha sido eliminado, quedando una señal casi

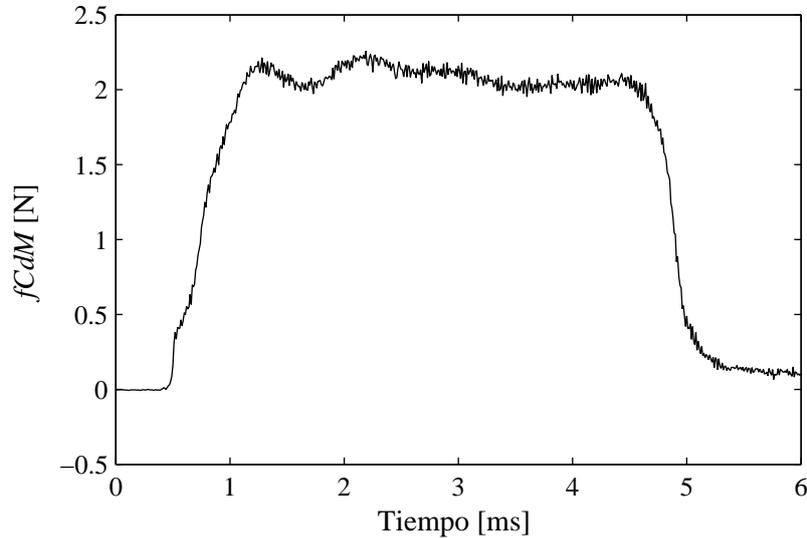


Figura 5.2: Señal de $fCdM$ promediada. ($p_i = 80$ MPa, $p_b = 4$ MPa y $ET = 4$ ms).

lista para su utilización excepto por el fenómeno de acumulación que se tratará a continuación.

5.3. Efecto de acumulación de la señal de $fCdM$

En la figura 5.3 está representada una señal de $fCdM$ ya promediada junto a la caída de presión ($\Delta p = p_i - p_b$) utilizada la inyección. Observando esta señal se puede apreciar el efecto de acumulación de la señal. En efecto, una vez ha finalizado la inyección, se puede apreciar cómo ésta queda cargada con un valor remanente mayor que cero. Este fenómeno, también puede observarse 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.

Como se comprobará a continuación, este fenómeno es debido a un aumento de la presión en la cámara provocado por la propia inyección. Hay que recordar que el sensor empleado para medir el $fCdM$ es en realidad un sensor de presión, y que, por lo tanto, cualquier variación de presión que se produzca en la cámara será registrado por éste, y sumado a la propia señal de fuerza de impacto del chorro.

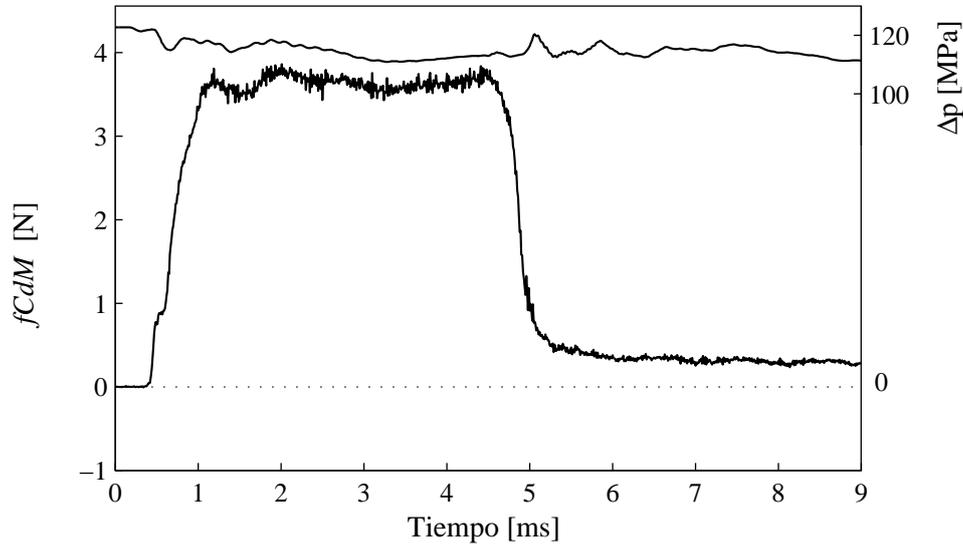


Figura 5.3: Efecto de acumulación de la señal de f_{CdM} . ($p_i = 130$ MPa, $p_b = 8$ MPa y $ET = 4$ ms).

5.3.1. Consideraciones teóricas

A continuación se va a analizar de forma teórica el proceso de la inyección en la cámara con el fin de averiguar el origen y las características de este fenómeno de acumulación.

Durante la inyección se inyecta una cierta cantidad de combustible líquido en el interior de la maqueta. Puesto que el volumen de la cámara es constante, la inyección del combustible hará que el volumen disponible para el gas del interior de la maqueta disminuya. Se podría pensar que el aumento de presión es debido justamente a esta disminución de volumen, sin embargo si se compara el volumen inyectado frente al volumen de la cámara, 0,05 mL frente a 1130 mL, rápidamente se comprueba que el origen debe ser otro.

El aumento de la presión se produce debido a la cesión de energía del chorro de inyección al gas de la cámara. En efecto, el chorro de inyección transporta consigo una gran cantidad de energía, si parte de esta energía fuera cedida al gas, esto provocaría que, por el hecho de estar confinado en un volumen cerrado, la temperatura y presión del gas en la cámara aumentasen.

La energía que transporta el chorro será sobre todo energía cinética aunque también hay que tener en cuenta la posibilidad de que el combustible esté a

una temperatura mayor que la del aire. Así la energía por unidad de tiempo que transporta el combustible puede evaluarse como

$$\dot{E}_f = \dot{m}_f \left(\frac{u^2}{2} + C_v (T_f - T_a) \right) . \quad (5.1)$$

De toda esta energía solo una parte será cedida al gas. El gas absorberá tanta más energía cuanto más interacción haya entre él y el chorro. Dicho de otro modo, cuanto más consiga frenar el gas al chorro de combustible tanto mayor será la cesión de energía. Por lo tanto, se puede esperar que a mayor densidad del aire mayor será la energía absorbida. El combustible que alcance las paredes de la cámara sin ser frenado cederá la energía a las paredes y no al aire. Así pues, se puede definir la energía absorbida por el gas como la energía disponible en el chorro por un coeficiente k_{absor} el cual determine la proporción de esta energía absorbida por el aire,

$$\dot{E}_{absor} = k_{absor} \dot{E}_f . \quad (5.2)$$

Conociendo ya la energía absorbida por el gas de la cámara, se plantea a continuación la ecuación de conservación de la energía al volumen de gas de la cámara teniendo en cuenta las siguientes consideraciones:

- El volumen de gas Ω es constante e igual al de la cámara. Por lo tanto, la densidad será constante y el proceso será isócoro, $p/T = R\rho$.
- Se produce un aporte de energía al volumen, \dot{E}_{absor} , debido a la cesión de parte de la energía del combustible al aire.
- La temperatura inicial del aire T_0 , antes del inicio de la inyección, es igual a la de las paredes. Al aumentar la temperatura en el interior de la cámara aparecerá una transferencia de calor del aire a las paredes de la cámara que puede ser evaluado considerando el coeficiente de película y la diferencia de temperatura como $\dot{Q}_{paredes} = h(T - T_0)$.
- Las variaciones de energía cinética del aire no se tendrán en cuenta en este análisis. O dicho de otro modo, de la energía cedida por el combustible al aire solo se considera aquélla que produzca un aumento de la energía interna del aire, sin consideran la energía invertida en acelerar el aire.

Teniendo en cuenta estas consideraciones la ecuación de conservación de la energía quedará como

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho C_v T \, d\varpi = \dot{E}_{absor} - h(T - T_0) . \quad (5.3)$$

Definiendo los incrementos de temperatura y presión como $T^* = T - T_0$ y $p^* = p - p_0$, sabiendo que $p^*/T^* = R\rho$, y suponiendo presión uniforme en todo el volumen, la ecuación queda como

$$\frac{\Omega C_v}{R} \frac{dp^*}{dt} + \frac{h}{R\rho} p^* = \dot{E}_{absor}(t) , \quad (5.4)$$

en donde se ha eliminado el sumando constante que aparece dentro de la derivada temporal. Como se puede observar el incremento de presión se comportará como un sistema de primer orden ante la cesión de energía por parte del chorro de combustible.

El usar esta fórmula de forma cuantitativa es sumamente complicado, debido a que algunos de los parámetros son desconocidos (sobre todo la proporción de energía cedida por el chorro, y el coeficiente de película) y sería muy complicada su determinación.

Pese a todo, este análisis proporciona bastante información sobre este fenómeno:

- La tasa de energía cedida por el combustible al aire de la cámara, aunque desconocida, debe estar relacionada con parámetros de inyección, de forma que, a mayor velocidad, flujo másico o $fCdM$ mayor será potencia de cesión, y a mayor duración de la inyección mayor será energía total cedida.
- El porcentaje de energía cedida será mayor cuanto más interacción haya entre el gas y el chorro de combustible. Por lo tanto, cuanto mayor sea densidad del gas de la cámara (mayor contrapresión) mayor será el porcentaje de energía cedida.
- Cuanto mayor sea el volumen de la cámara, menor será el incremento de presión.

5.3.2. Comprobación

La comprobación de que el fenómeno de acumulación en la señal de $fCdM$ es producido por una subida de presión en la cámara es muy sencilla. Para ello, simplemente hay que medir la variación de presión que se produce en el interior de la cámara durante una inyección. El experimento de comprobación se ha realizado haciendo una serie de medidas normales de $fCdM$, o sea el chorro golpeando contra el captador de $fCdM$, y después se han repetido las mismas medidas a las mismas condiciones de presión y contrapresión, pero esta

vez colocando el captador de $fCdM$ en el fondo de la maqueta, de forma que el chorro no golpee contra él de forma que no pueda captarse el $fCdM$, pero sí la subida de presión. En la figura 5.4 se puede observar el resultado obtenido para uno de los puntos ensayados.

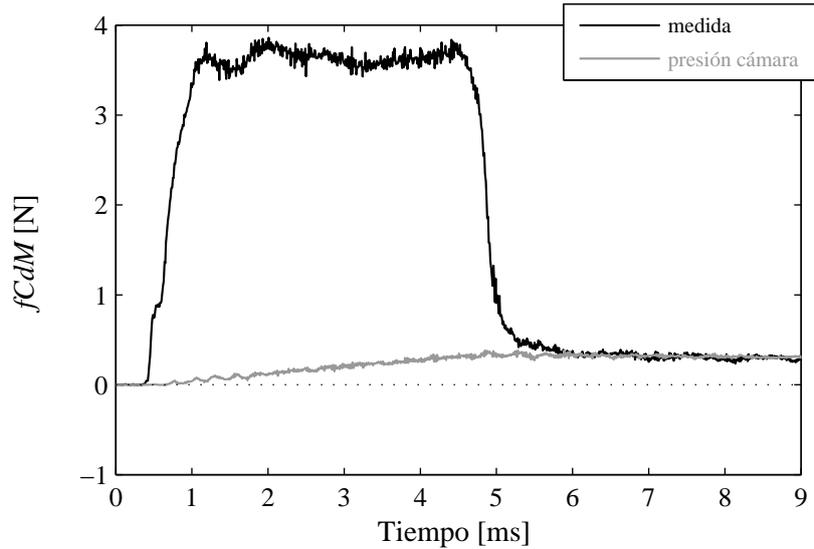


Figura 5.4: Comprobación de la subida de presión que se produce en la cámara debido al proceso de inyección.

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

5.3.3. Corrección del fenómeno de acumulación de la señal

A continuación, se va a plantear un algoritmo de corrección para solucionar el problema de acumulación de la señal. Para ello, se parte de la señal medida z , que como se ha visto anteriormente, será en realidad la suma de la señal de $fCdM$ real y , más la acumulación provocada por el aumento de presión en la cámara r ,

$$z = y + r . \quad (5.5)$$

Además, como hemos visto anteriormente, el efecto de acumulación será generado justamente por la inyección debido a la transferencia de energía desde

el chorro al gas de la cámara, ecuación (5.2). Esta energía transferida es desconocida, y su cuantificación muy complicada. Sin embargo es bastante lógico pensar que tasa de cesión de energía será aproximadamente proporcional a la señal de $fCdM$. Haciendo esta aproximación, y sabiendo que la señal de acumulación se comportará como un sistema de primer orden, se puede plantear la siguiente ecuación

$$\frac{dr}{dt} + \omega r = ky . \quad (5.6)$$

Sustituyendo esta última en la ecuación (5.5), se obtiene

$$\frac{dr}{dt} + (\omega + k) r = kz , \quad (5.7)$$

donde si se observa, es un sistema de primer orden donde z es conocida, por lo tanto hallando los parámetros de comportamiento ω y k , r podría ser calculada numéricamente mediante esta ecuación, y por lo tanto y quedaría determinada mediante la ecuación (5.5).

Obtención de ω

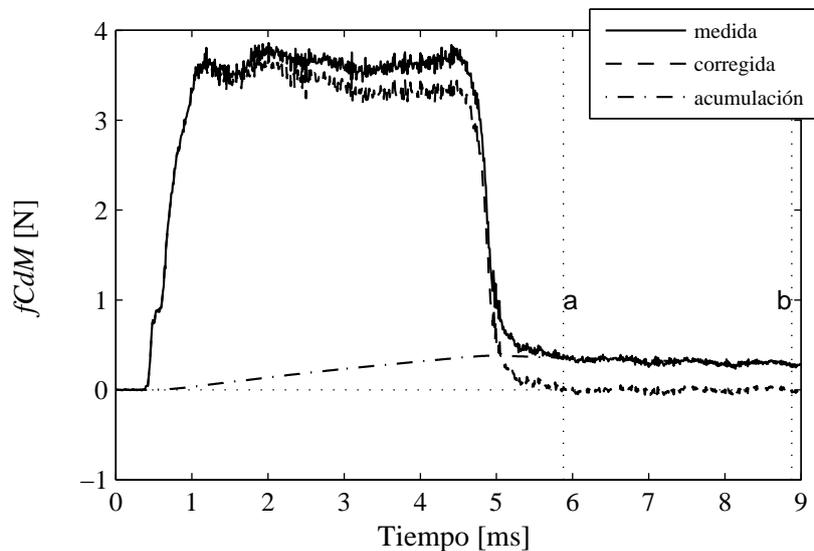


Figura 5.5: Método de corrección del fenómeno de acumulación.

Tanto para la obtención de ω como de k se va utilizar la parte de la cola de la señal, donde la inyección ya ha finalizado, ya que en esa zona se conoce

que el valor de y debe ser igual a cero. El primer paso es definir un dominio $t \in [a, b]$ en la cola de la señal sobre el cual se va a trabajar. En este subdominio $y = 0$ y $r = z$. Sustituyendo en (5.6), esta ecuación queda como

$$\frac{dr}{dt} + \omega r = 0 . \quad (5.8)$$

La solución algebraica de esta ecuación es conocida y tiene la forma

$$r = A e^{-\omega t} . \quad (5.9)$$

Por lo tanto, haciendo un ajuste exponencial según la ecuación (5.9) , en el subdominio antes definido, para la señal medida z , se puede obtener el parámetro ω .

Obtención de k

Una vez obtenido ω ya se puede abordar la obtención de k . El método propuesto para la obtención del parámetro k es mediante un método iterativo. El método comienza con la suposición de un valor inicial para $k = k'$, con el cual será resuelta la ecuación (5.7), para obtener la señal r' . Esta ecuación no tiene solución algebraica, ya que z puede tener un valor cualquiera, pero sí puede ser fácilmente resuelta numéricamente usando diferencias finitas para la derivada temporal de r .

La forma de saber que el valor de k es el correcto, será cuando éste haga que las señales medida z y acumulación r coincidan una vez haya finalizado la inyección. Para comprobar esta condición, en la ecuación (5.10), se define la función objetivo como el promedio de la diferencia entre z y r' en el subdominio $[a, b]$. El proceso iterativo terminará cuando para un valor de k' dado, esta función objetivo sea igual a cero.

$$C = |z - r'|_a^b \quad (5.10)$$

El método iterativo empleado para resolver este problema ha sido el del valor medio.

Curiosamente, la medida del gasto másico o tasa de inyección mediante el método Bosch [4] adolece también de un problema de acumulación en la señal (ver sección §6.3), dando como resultado un comportamiento de la señal similar al mostrado para el $fCdM$. Así pues, el método planteado en este apartado puede emplearse tanto para la corrección de la señal de $fCdM$ como de flujo másico. Este método aplicado a la corrección del fenómeno de acumulación en la tasa de inyección ha sido publicado en la revista *Experimental Techniques* [5].

5.4. Validación de la técnica de medida de $fCdM$

Como se ha comentado en el apartado §3.5, para que la fuerza de impacto del chorro pueda considerarse como una forma de medir el $fCdM$ del chorro a la salida del orificio, hace falta que se cumplan una serie de condiciones. A continuación se va tratar de comprobar experimentalmente el cumplimiento de estas condiciones.

5.4.1. Variación de la distancia entre el sensor y la salida del orificio

La conservación de la cantidad de movimiento del chorro en dirección axial es la condición básica en la que está basada la medida de $fCdM$. Esta condición hace que, independientemente de la distancia a la que esté colocado el sensor, la señal medida equivaldrá al flujo de cantidad de movimiento a la salida del orificio, siempre y cuando el sensor capture la totalidad del chorro, de forma que el combustible sea desviado perpendicularmente a la dirección del chorro.

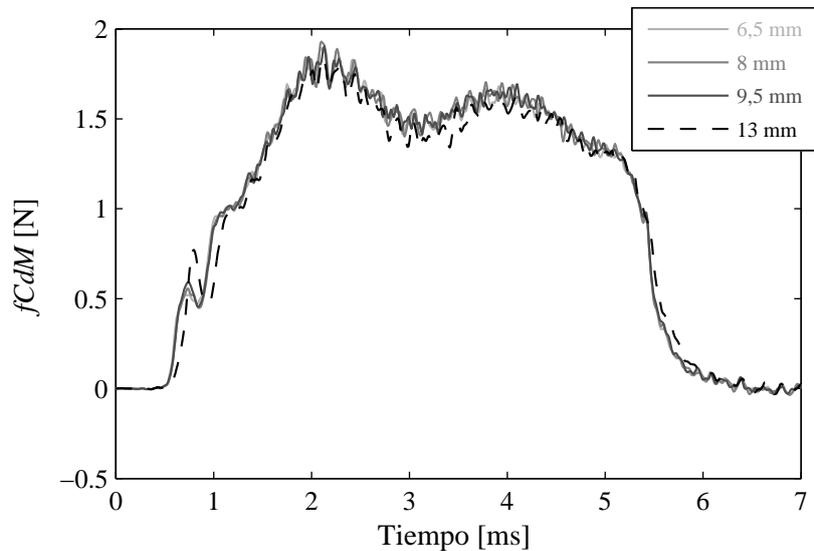


Figura 5.6: Influencia de la distancia del sensor en la medida de $fCdM$.

Con el fin de comprobar este hecho, se ha realizado un ensayo en el cual se han realizado una serie de medidas en las cuales se ha variado el distancia del sensor con respecto a la salida del orificio. Además, se ha elegido una presión

de cámara alta de 10 MPa, y por lo tanto alta densidad, con el fin de hacer la comprobación en unas condiciones desfavorables, ya que a mayor densidad se produce una mayor apertura del chorro y por tanto mayor posibilidad de que el sensor no capture la totalidad del chorro.

En la figura 5.6 pueden observarse las señales de $fCdM$ obtenidas para este ensayo. Como se puede ver la señal de $fCdM$ permanece invariable pese al cambio en la posición del inyector. Únicamente en la posición más alejada del sensor la señal de $fCdM$ empieza a decaer, ya que, evidentemente llegará un momento en el que el chorro será lo suficientemente ancho como para que el sensor no sea capaz de capturar toda su cantidad de movimiento.

5.4.2. Estudio frente a las variaciones de presión

Otra forma de comprobar el buen funcionamiento de la técnica es verificar que realmente, como predice la teoría, el $fCdM$ es proporcional a la caída de presión producida en el orificio de inyección (ver ecuación (3.14)).

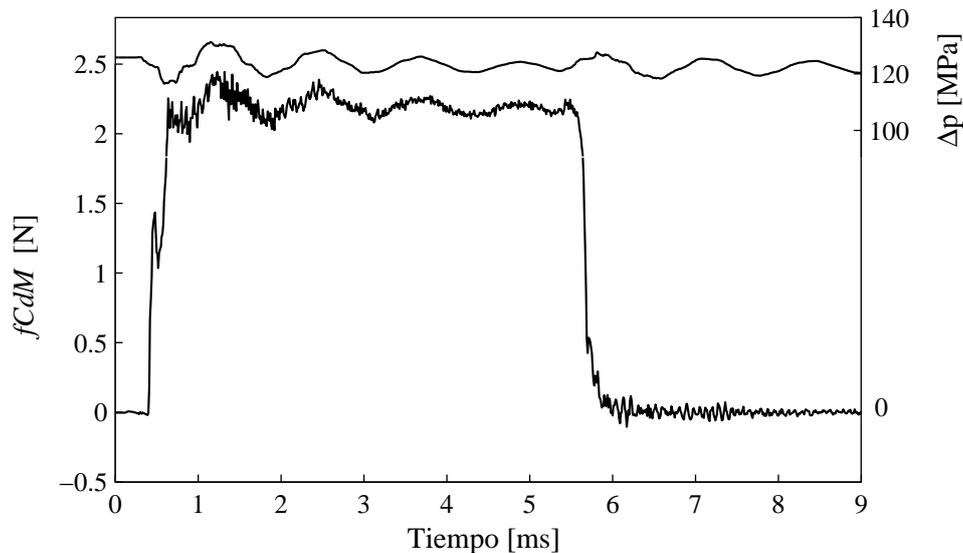


Figura 5.7: Concordancia entre la caída de presión y la señal de $fCdM$.

Este hecho se puede comprobar de dos formas: haciendo un estudio con un plan de ensayos con distintas condiciones de presión y estudiando los valores medios obtenidos, en el próximo capítulo se podrá comprobar este hecho (por ejemplo figura 7.5); y otra forma, muy visual, es comprobar como la señal

de $fCdM$ sigue dinámicamente las fluctuaciones de la presión de inyección, figura 5.7.

5.4.3. Influencia de la densidad

Una de las consecuencias de las condiciones impuestas en el principio de medida (apartado §3.5), es que la densidad no debe tener ningún efecto sobre la medida de $fCdM$. Para realizar esta comprobación se han realizado una serie de medidas, a las mismas condiciones de presión de inyección y contrapresión, y utilizando diferentes gases en el interior de la cámara, con el fin de variar la densidad. Los dos gases empleados son: el Nitrógeno con una masa molecular de 14 g/mol, y el Hexafluoruro de azufre (SF_6) el cual se caracteriza por su alta masa molecular de 146 g/mol, y por lo tanto del orden de diez veces más denso que el Nitrógeno.

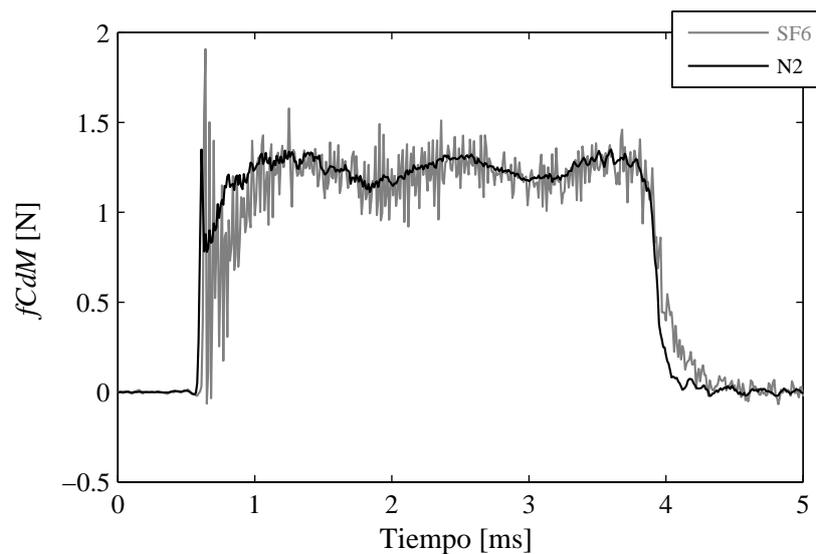


Figura 5.8: Influencia de la densidad. Gases empleados: N_2 y SF_6 . ($p_i = 80$ MPa $p_b = 0,8$ MPa).

En la figura 5.8 puede comprobarse cómo efectivamente pese a haber variado mucho la densidad el valor medio del $fCdM$ en la zona estacionaria de la inyección no sufre ningún cambio. Por contra, no ocurre lo mismo durante los transitorios de la señal cuyos efectos se analizan en el siguiente apartado.

5.5. Efectos transitorios en la señal

Como se ha visto en el apartado anterior el funcionamiento del método de medida del $fCdM$ en condiciones estacionarias es muy bueno. Sin embargo, no lo es tanto durante los transitorios de la señal, es decir en el inicio y final de la inyección. Hay que recordar que el captador está situado a una cierta distancia de la tobera de inyección. Eso quiere decir que lo que realmente se está midiendo es el $fCdM$ del chorro no a la salida del orificio sino en la posición del captador. El espacio que tiene que atravesar el chorro desde que sale del orificio hasta impactar con el captador modificará la señal de $fCdM$ de forma que ésta ya no sea equivalente al $fCdM$ a la salida del orificio. No se trata de un simple desfase temporal, sino de una modificación de la forma de señal de $fCdM$.

5.5.1. Efecto de acumulación de cantidad de movimiento

El principal efecto transitorio en la señal de $fCdM$ es debido a la acumulación o pérdida de cantidad de movimiento que se producirá durante el inicio y el final de la inyección. Tal como se vio en la demostración teórica del principio de medida (apartado §3.5) el causante de este efecto es el término de variación de cantidad de movimiento en el volumen de control (ver ecuación (3.22)), es decir en el espacio existente entre la salida del chorro y el captador de $fCdM$.

Antes de la inyección el volumen de gas entre la tobera de inyección y el captador está en reposo. En cuanto comience la inyección el chorro de combustible al interactuar con el gas circundante cederá parte de su cantidad de movimiento a este gas. De esta forma cuando el chorro llega al captador durante el transitorio inicial, éste tendrá menor $fCdM$ debido a que ha empleado parte de su cantidad de movimiento en acelerar el gas.

Una vez el gas quede acelerado, se entra en la fase estacionaria en donde el $fCdM$ a la salida del orificio y el registrado por el captador son iguales.

El fenómeno contrario sucede en el final de la inyección. Cuando el inyector cesa la inyección el $fCdM$ a la salida del inyector será nulo, sin embargo durante unos instantes el captador seguirá registrando señal de $fCdM$ debido a la inercia del combustible y el gas en movimiento entre la tobera y el captador hasta que se agote la cantidad de movimiento almacenada en este espacio.

Influencia de la densidad del gas en los transitorios

Los fenómenos transitorios serán más acusados cuanto mayor sea la interacción entre el combustible y el gas, ya que al haber mayor interacción habrá mayor cesión de cantidad de movimiento desde el combustible al gas, y por lo tanto los fenómenos de acumulación de cantidad de movimiento serán mayores.

El parámetro que más influye en la interacción combustible gas es sin duda la densidad del gas de la cámara, así a mayor densidad mayores serán los efectos transitorios. Este hecho puede observarse perfectamente en la figura 5.8 del apartado anterior, o también en la figura 5.9 en donde se compara una misma medida para tres presiones en cámara distintas, empleando Nitrógeno como gas, y por lo tanto tres densidades distintas. Se puede observar claramente como a mayor densidad los efectos de acumulación tanto al inicio como al final son mayores.

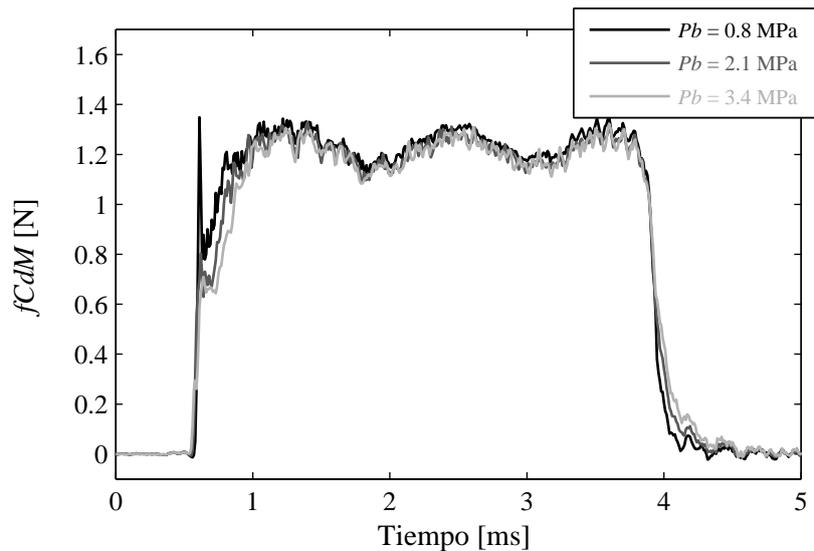


Figura 5.9: Influencia de la densidad del gas en los transitorios de la señal de $fCdM$. ($N_2 - p_i = 80$ MPa).

5.5.2. Impacto del frente del chorro

En el momento del primer contacto del chorro con el captador de $fCdM$ en numerosas ocasiones se produce un aumento súbito de la señal de $fCdM$, que

puede alcanzar valores instantáneos anormalmente altos, que no se corresponden con el $fCdM$ a la salida del orificio.

Este fenómeno es debido a la acumulación de masa, y por lo tanto de cantidad de movimiento, que se produce en el frente del chorro. En efecto, teniendo en cuenta que la tasa de inyección es creciente en el inicio, el combustible saldrá cada vez a mayor velocidad conforme avance la inyección. De esta forma, el combustible que salga al inicio de la inyección, con poca velocidad, podrá ser alcanzado por combustible inyectado en un tiempo posterior pero con una velocidad mayor [6–8].

Es decir, pasado unos instantes, el frente del chorro estará formado, no por el combustible que primero ha salido del orificio, sino por la suma de éste más todo el combustible que debido a su mayor velocidad ha alcanzado el frente. Por lo tanto, cuando el chorro por fin impacte contra el captador lo hará con una cantidad de movimiento equivalente a la de la suma de todo el combustible acumulado en el frente.

Este fenómeno se ve reflejado en la señal de $fCdM$ como una repentina subida en el primer instante del inicio de la señal, ver figura 5.9, que incluso en algunas ocasiones puede provocar un pico de mayor magnitud que el propio $fCdM$ a máximo levantamiento de aguja.

Una consecuencia de este fenómeno es la imposibilidad de registrar el $fCdM$ a la salida del orificio en los primeros instantes de la inyección.

Esta acumulación de masa en el frente del chorro ha sido observada en multitud de trabajos, por ejemplo [9–11], en los cuales mediante imágenes del chorro tomadas en los primeros instantes de la inyección puede observarse la acumulación de masa en el frente del chorro, figura 5.10. También Vuorinen y otros [12] mediante técnicas de rayos X aplicadas a chorros, las cuales permiten obtener la densidad en el interior del chorro, han observado este fenómeno.

5.6. Conclusiones

En este capítulo se han presentado las características de la señal de $fCdM$ así como el proceso de acondicionamiento que hay que realizar sobre esta señal, antes de poder usarse. Dentro del proceso de acondicionamiento de la señal el paso más importante es la eliminación del efecto de acumulación de señal de $fCdM$ debido al aumento de presión en la cámara.

Además en este capítulo también se ha realizado la validación de la técnica mediante ensayos a diferentes densidades del gas de la cámara, y a diferentes

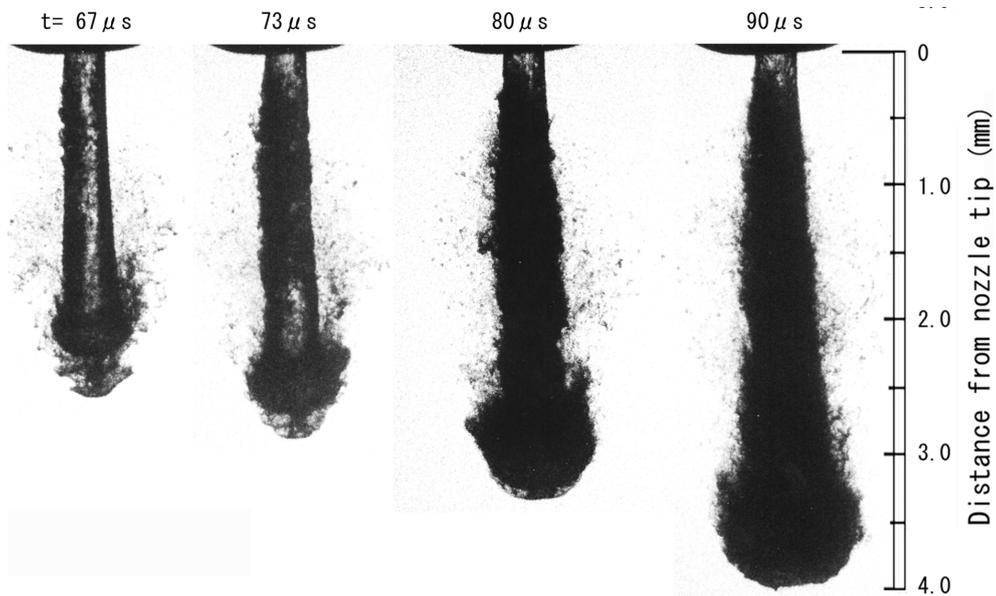


Figura 5.10: Imágenes de los primeros instantes de un chorro. $p_i = 32 \text{ MPa}$
 $p_b = 3 \text{ MPa}$ [9]

distancias entre la salida del chorro y el captador de $fCdM$, comprobando la no influencia de estos parámetros. Sin embargo, se han detectado ciertos efectos transitorios en la señal de $fCdM$ que provocan que la señal registrada por el captador no sea exactamente equivalente al $fCdM$ a la salida del orificio durante el inicio y el final de la inyección.

Con este capítulo termina la presentación de la técnica de medida del $fCdM$, pasando a la siguiente etapa de esta tesis en la que los capítulos estarán dedicados a la utilización y aprovechamiento de esta técnica para el estudio de la inyección.

Bibliografía

- [1] CHAVES, H., y F. OBERMEIER: «Modelling the effect of modulations of the injection velocity on the structure of diesel sprays», *SAE Paper 961126*, (1996).
- [2] 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.
- [3] PLAZAS, A. H.: *Modelado unidimensional de inyectoros common-rail Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.
- [4] BOSCH, W.: «Fuel Rate Indicator Is a New Measuring Instrument for Display of the Characteristics of Individual Injection», *SAE Paper 660749*, (1966).
- [5] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO, y G. BRACHO: «A new methodology for correcting the signal cumulative phenomenon on injection rate measurements», *Experimental Techniques*, 32 (2007), nº 1, 46 – 49.
- [6] CORREAS, D.: *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoterma*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [7] DESANTES, J. M., R. PAYRI, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «Prediction of Spray Penetration by Means of Spray Momentum Flux», *SAE Paper 2006-01-1387*, (2006).
- [8] PAYRI, R., S. RUIZ, F. SALVADOR, y J. GIMENO: «On The Dependence of Spray Momentum Flux in Spray Penetration», *Journal of Mechanical Science and Technology*, 21 (2007), nº 7, 1100–1111.
- [9] HATTORI, H., K. NARUMIYA, M. TSUE, y T. KADOTA: «Analysis of initial breakup mechanism of diesel spray injected into high-pressure ambience.», *SAE Paper 2004-01-0528*, (2004).
- [10] 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).
- [11] HESPEL, C., J. BLAISOT, E. SAMSON, G. GOUESBET, y G. GREHAN: «Mesure de la vitesse en sortie d'injecteur, haute pression», *Congres Francophone de Techniques Laser, CFTL 2006, Toulouse*, (2006).
- [12] VUORINEN, V., E. ANTILA, O. KAARIO, M. LARMI, E. EL-HANNOUNY, y S. GUPTA: «Near Nozzle Diesel Spray Modelling and X-Ray Measurements.», *SAE Paper 2006-01-1390*, (2006).

Capítulo 6

Técnicas Experimentales

6.1. Introducción

Este capítulo se dedica a hacer una presentación de las herramientas y técnicas experimentales empleadas en la presente tesis, aparte de la técnica de medida del $fCdM$ desarrollada en esta tesis, para la investigación del proceso de inyección.

Estas herramientas y técnicas experimentales son tres:

- Determinación de la geometría interna de toberas de inyección mediante moldes de silicona.
- Medida de la tasa de inyección.
- Visualización de chorros de inyección.

A continuación, pasamos a describir las mismas, tanto desde el punto de vista constructivo, como funcional.

6.2. Determinación de la geometría de toberas

Generalmente, la información que proporcionan los fabricantes de toberas es escasa y bastante incierta. Esta información, la mayoría de los casos se reduce a un diámetro de salida y a un coeficiente de conicidad de los orificios. No obstante, los valores de los parámetros geométricos proporcionados por

los fabricantes no son necesariamente los reales, debido a que son parámetros no directamente controlables durante el proceso de fabricación, sobre todo después del proceso de hidro-erosión al que son sometidos los orificios. Existen otros parámetros, como los radios de acuerdo a la entrada del orificio, que dependen también directamente del nivel de hidro-erosión aplicado durante la fabricación.

Este proceso de hidro-erosión se realiza tras el mecanizado de los orificios, y tiene por objetivo principal eliminar las diferencias en flujo másico (dispersión) de los orificios causadas por pequeñas diferencias geométricas en la arista de entrada de los mismos y que pueden afectar a las prestaciones del motor. El proceso permite aumentar las prestaciones de la tobera, debido al considerable aumento de su coeficiente de descarga, fundamentado en una menor restricción al paso del flujo a la entrada del orificio. Para la realización de la hidro-erosión, se hace pasar por los orificios un fluido abrasivo que desgasta las esquinas que restringen el paso del flujo en su entrada al orificio. El proceso se realiza continuamente, y se detiene cuando el valor del flujo másico, para unas condiciones de diferencial de presión de diseño (generalmente de 10 MPa a 0,1 MPa), alcanza un valor requerido en función de las prestaciones del motor donde va a ser utilizada la tobera [1,2].

Es evidente que el control de todos los parámetros geométricos internos de los orificios de las toberas, tras todo el proceso de fabricación, es complicado. Sin embargo, si queremos establecer relaciones importantes entre la geometría de las toberas y el comportamiento del flujo interno, es necesario conocer la morfología interna de la forma más precisa posible. Para tal fin, una novedosa técnica desarrollada en el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos se ha utilizado para determinar la geometría interna de los orificios de las diferentes toberas. Esta técnica ha sido publicada en la revista *Experimental Techniques* [3].

Esta metodología se fundamenta en la introducción de una silicona, de propiedades viscosas especiales, en el hueco dejado por la aguja previamente extraída, y dejando que ésta moje y recubra la totalidad de los orificios y su asiento. Transcurridos unas horas, la silicona solidifica y, actuando con extremo cuidado, es posible extraerla obteniendo una reproducción en forma de molde de la parte interna de la tobera y de los orificios. La silicona utilizada tiene unas características viscosas y elásticas que permiten que penetre a lo largo de todos los orificios, mojando y recubriendo cualquier particularidad geométrica y por otra parte, puede ser manipulada recuperando su forma inicial tras la posible deformación durante su proceso de extracción.

Una vez la geometría es obtenida, se procede a su visualización con microscopio electrónico de barrido. Las muestras a visualizar en este tipo de microscopio han de ser conductoras para la evacuación de la alta energía del haz de electrones utilizado en la visualización. Por lo tanto, un recubrimiento de las muestras con metal, en este caso oro, es requerido antes de la visualización. El recubrimiento es suficientemente fino (del orden de nanómetros) para no modificar la geometría que queremos estudiar. El microscopio electrónico de barrido, permite el libre posicionamiento de la muestra gracias a un sistema de coordenadas tridimensional de posicionamiento. Es posible pues, caracterizar mediante fotografías cualquier parámetro geométrico. Como ejemplo de la capacidad de la técnica, en las figuras 6.1, 6.2 y 6.3 se muestran ejemplos de la cantidad de información que puede ser obtenida de las fotografías realizadas. En la parte superior izquierda de las fotografías aparece un patrón de escala característico.

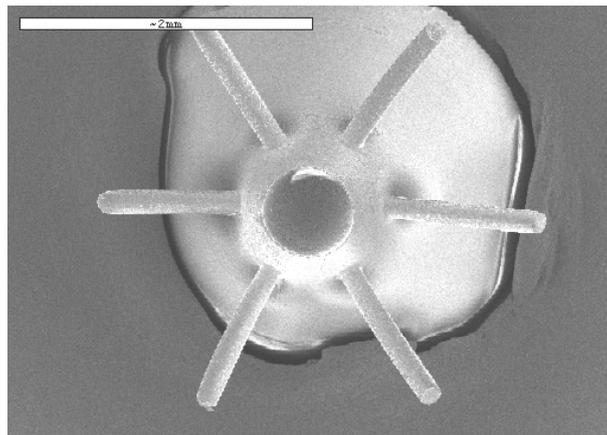


Figura 6.1: Imagen de una vista superior de los diferentes orificios de la tobera obtenida con microscopio electrónico.

En la figura 6.1, se representa una vista general donde aparecen los 6 orificios de una tobera determinada. Para una completa caracterización de los orificios, son tomadas imágenes tanto del orificio visto de lado como visto desde abajo (desde la punta del inyector), en la figura 6.2 se muestra un ejemplo de los dos puntos de vistas de un orificio. Por último, en la figura 6.3, se muestran algunos de los parámetros geométricos importantes que se pueden obtener de cada orificio: radios de acuerdo a la entrada de los orificios, y diámetros a la entrada, en el medio y a la salida, los cuales nos permiten estimar de forma bastante precisa la conicidad del orificio. Para la obtención precisa

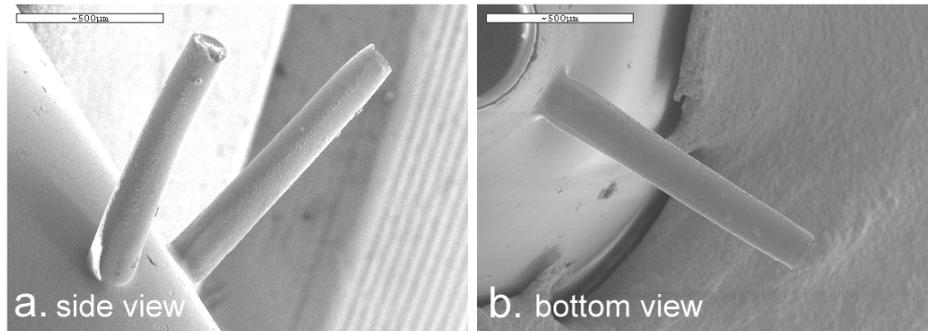


Figura 6.2: Vista lateral e inferior de un orificio de inyección.

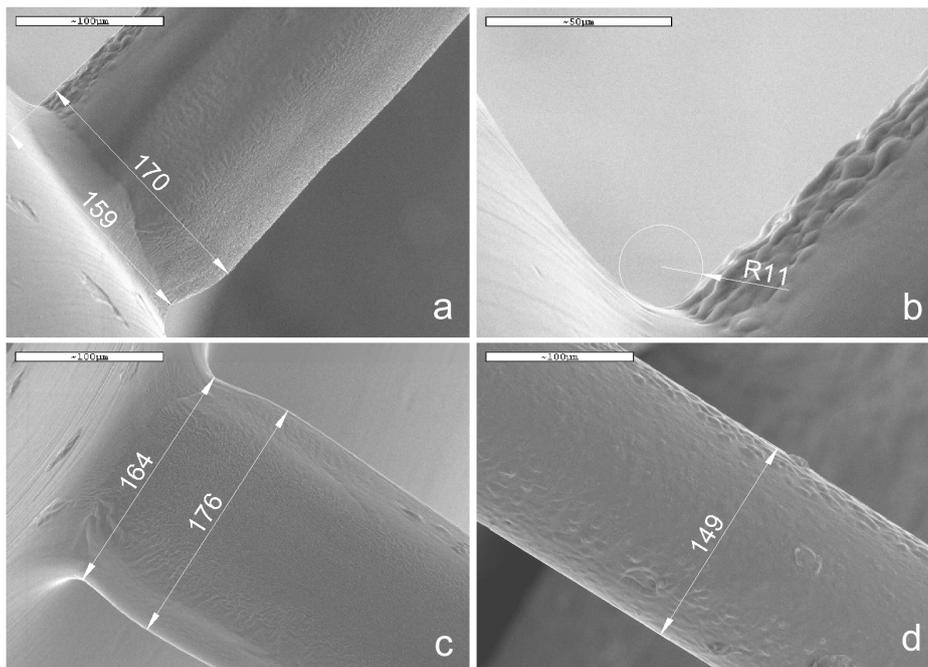


Figura 6.3: Diferentes parámetros geométricos que se puede obtener de las imágenes obtenidas de cada uno de los orificios con el microscopio electrónico.

de estas magnitudes se utiliza un programa de diseño [4], tomando siempre como referencia la escala patrón inserta en la fotografía.

6.2.1. Parámetros geométricos característicos de una tobera

A raíz de la observación de las fotografías obtenidas de diferentes toberas, se observó la existencia de ciertas particularidades geométricas que aparecían habitualmente en los moldes caracterizados.

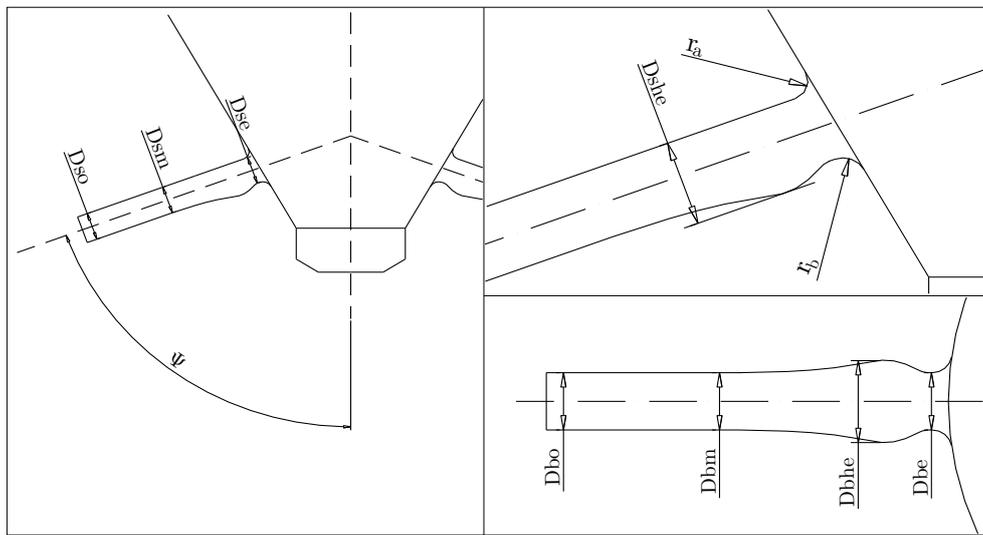


Figura 6.4: Principales parámetros susceptibles de ser medidos con los moldes de silicona

Así por ejemplo, llamaba la atención la presencia de un ensanchamiento del orificio justo a su entrada de cuyas causas se habla posteriormente, o que las magnitudes de cualquier parámetro no fuesen totalmente uniformes si no que variasen ligeramente en función del tipo de la vista fotográfica tomada. Debido a todo esto, se pensó en utilizar una nomenclatura tipificada que permitiese describir de una manera lo más precisa posible la geometría visualizada. Así pues, para la caracterización dimensional de la tobera, se utiliza la nomenclatura tal como se define en la figura 6.4. Como se aprecia en dicha figura, algunos de los parámetros son medidos desde una doble perspectiva, tanto, a partir de fotografías del lateral del orificio, como de fotografías realizadas desde la base.

La totalidad de los parámetros caracterizables representados en la figura 6.4 y su descripción se describe a continuación:

- Ψ : Ángulo del orificio. Ángulo entre el eje de la tobera y el eje del orificio.
- r_a : Radio de curvatura de la parte superior del orificio debido al proceso de hidro-erosión.
- r_b : Radio de curvatura de la parte inferior del orificio debido al proceso de hidro-erosión.
- D_{se} : Diámetro de entrada caracterizado desde el lateral del orificio.
- D_{she} : Diámetro del ensanchamiento posterior al diámetro de entrada debido al proceso de hidro-erosión medido desde el lateral del orificio.
- D_{sm} : Diámetro en el medio del orificio medido desde el lateral del orificio.
- D_{so} : Diámetro de salida del orificio medido desde el lateral del orificio.
- $D_{be}, D_{bhe}, D_{bm}, D_{bo}$: Magnitudes conceptualmente idénticas a las anteriores pero medidas con tomas fotográficas desde la base del orificio.

Debido a que la casi totalidad de los parámetros se miden desde dos puntos de vista diferentes, lateral y inferior, se ha optado por una cuantificación media que permita caracterizar la tobera de una manera más general y simplificada. Así, hablaremos de los diámetros de entrada, en el ensanchamiento (si existe), medio y de salida equivalentes, como la media geométrica de los valores laterales y inferiores definidos anteriormente. Es decir:

- D_e, D_{he}, D_m, D_o : Son diámetros equivalentes, calculados como

$$D_x = \sqrt{D_{sx} D_{bx}} \quad (6.1)$$

Es de destacar la existencia del parámetro D_{he} . El ensanchamiento caracterizado por este diámetro se debe intuitivamente al choque del material abrasivo utilizado durante el proceso de hidro-erosión. La fuerte distorsión de las líneas de corriente a la entrada del orificio hace que el flujo choque sobre la pared, originando esta peculiar erosión, proporcionando al orificio un aspecto en forma de barril, tal como se puede apreciar en la figura 6.3a y 6.3c. La magnitud de este efecto dependerá de la intensidad de la hidro-erosión aplicada y de otros parámetros. Así, por ejemplo, en los orificios más inclinados, donde la deflexión del flujo a la entrada es más acusada, este efecto es más pronunciado, mientras que en un orificio axisimétrico este fenómeno no aparecerá. Con el fin de cuantificar el engrosamiento del diámetro debido al impacto de la hidro-erosión se define el siguiente parámetro

$$IHE = \frac{A_{he} - A_e}{A_e} \quad (6.2)$$

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

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

$$k\text{-factor} = \frac{D_e - D_o}{10 [\mu\text{m}]} . \quad (6.3)$$

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

$$AR = \frac{A_e - A_o}{A_e} , \quad (6.4)$$

siendo A_e y A_o las secciones de entrada y salida del orificio tomando como diámetro los valores de D_e y D_o , respectivamente. El hecho de utilizar este factor en lugar de *k-factor*, es que aporta una idea más clara de la reducción porcentual del área de forma independiente de la longitud y relacionada más directamente con las variaciones de velocidad, tal como establece la ecuación de continuidad. Este parámetro está directamente relacionado con la presión en la sección de entrada al orificio (ver ecuación (2.25)).

6.2.2. Validación de la técnica

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

Repetitividad

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

Precisión

En este caso, se realizaron fotografías reales directamente sobre un orificio y posteriormente sobre el molde de silicona de dicho orificio^I En la figura 6.5, se muestran los resultados obtenidos. Como se puede ver el error obtenido es menor al 1%.

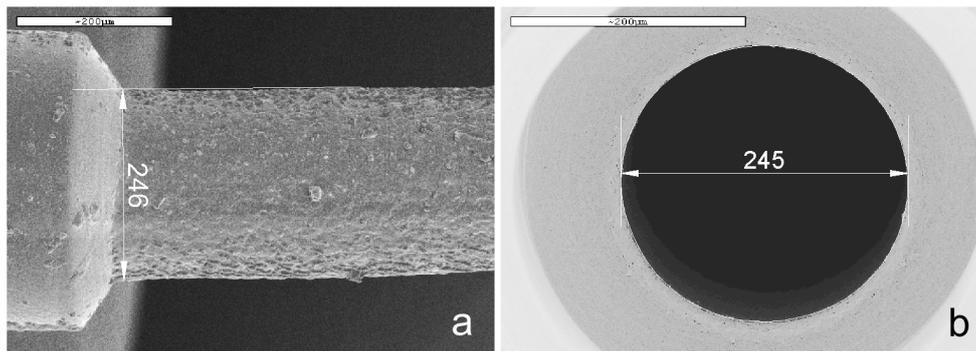


Figura 6.5: Vista del molde (a) y el orificio original (b), usados para la validación de la técnica.

6.3. Medida de tasa de inyección. Tasímetro

El equipo empleado en el presente trabajo para determinar el flujo másico instantáneo o tasa de inyección está basado en el método conocido como método Bosch o de tubo largo [5]. Dentro de los métodos o equipos disponibles para determinar el flujo másico instantáneo o tasa de inyección, éste es el que mejores prestaciones proporciona a la hora de capturar la forma de la señal de tasa debido a su mejor respuesta dinámica [6].

En la figura 6.6 puede observarse una ilustración del tasímetro empleado. El funcionamiento del sistema es el siguiente. El inyector se coloca en el alojamiento previsto en el tasímetro, de manera que al inyectar llenará de combustible el volumen total (tubo + depósito) del circuito interno del tasímetro. Mediante una válvula de regulación, este combustible 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,

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

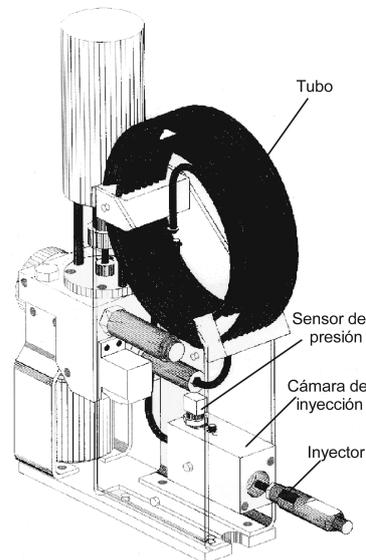


Figura 6.6: Tasímetro Bosch. Método del tubo largo.

al mismo tiempo que evita en la medida de lo posible la formación de burbujas en el tubo y las consiguientes depresiones.

Cuando el inyector comienza la inyección, genera una onda de presión que se desplaza a la velocidad del sonido a partir de la tobera del inyector, justo hasta el depósito donde ésta es amortiguada. La variación de presión provocada 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 desplaza en sentido contrario al de la onda principal. Esta onda secundaria puede alterar la forma de la señal medida, por lo que es necesario evitar que la onda reflejada interactúe con la onda primaria. Para ello se utiliza un tubo con una longitud suficientemente larga. Es igualmente conveniente atenuar suficientemente rápido esta onda con el fin de que no perturbe el resultado de la medida de la siguiente inyección.

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

6.3.1. Base teórica del tasímetro de tubo largo

La señal registrada mediante este tipo de tasímetro es la onda de presión generada por la propia inyección, la cual se propaga aguas abajo. Como se verá a continuación, a partir de esta señal es posible obtener la señal de flujo másico instantáneo de la inyección.

Así, planteando el estudio de la propagación de una onda plana dentro de un tubo de sección constante A_t . La onda de presión se propaga a la velocidad del sonido a e induce una variación de la velocidad, de la presión y de la densidad de salida del fluido. El captador mide esta variación de presión Δp .

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

$$(p + \Delta p) A_t - p A_t = \rho A_t a \Delta u , \quad (6.5)$$

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

$$\Delta p = \rho a \Delta u . \quad (6.6)$$

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

$$\dot{m} = \rho A_t \Delta u . \quad (6.7)$$

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

$$\dot{m} = \frac{A_t}{a} \Delta p . \quad (6.8)$$

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

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

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

$$a = 1461 - 3,3 T_f \quad (6.9)$$

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

6.3.2. Ajuste de la integral

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

6.3.3. Fenómeno de acumulación en la medida de flujo másico

La señal de flujo másico sufre de un fenómeno de acumulación de similares características al ocurrido en la medida de $fCdM$, sección §5.3. Para corregir este fenómeno se emplea el mismo método utilizado en la señal de $fCdM$, descrito en el apartado §5.3.3 página 109.

Este método de corrección del fenómeno de acumulación en la tasa de inyección ha sido publicado en la revista *Experimental Techniques* [7]. Tal como aparece en este trabajo, el fenómeno de acumulación debe ser corregido, ya que de no hacerlo se llega a unos resultados totalmente incoherentes. En la figura 6.7 están representadas dos señales de tasa con las mismas condiciones de presión de inyección y descarga, pero con distinto tiempo de excitación. Estas dos señales deberían coincidir en la primera parte de la inyección, sin embargo no lo hacen debido al efecto de acumulación.

Una vez aplicado el método de corrección a las dos señales se obtiene un resultado, ahora sí, totalmente coherente, ver figura 6.8.

6.4. Maqueta de visualización de chorros de inyección

En este apartado se procederá a la descripción de la instalación utilizada para la realización de los ensayos de visualización. Para la visualización de

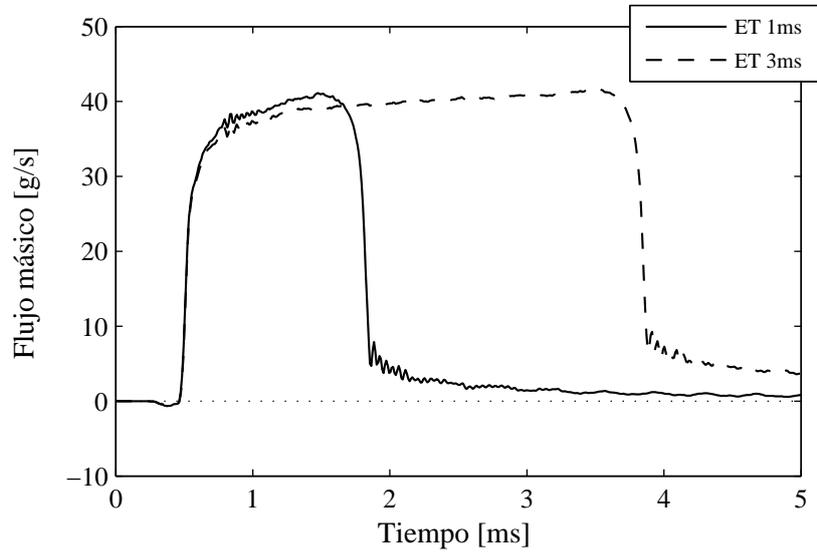


Figura 6.7: Señales de tasa con efecto de acumulación. ($p_i = 160$ MPa $p_b = 6$ MPa).

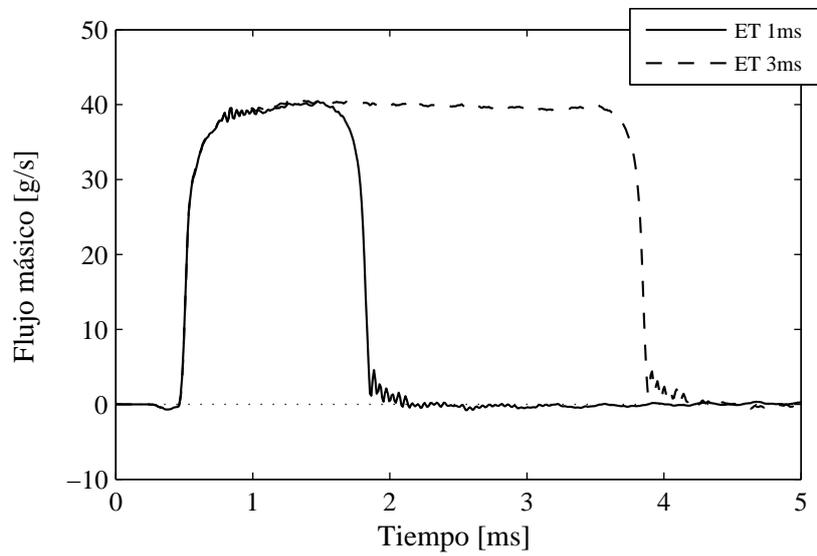


Figura 6.8: Señales de tasa corregidas, sin efecto de acumulación. ($p_i = 160$ MPa $p_b = 6$ MPa).

los chorros en diferentes condiciones operativas de presión de inyección y de descarga se utiliza la maqueta de visualización presurizada con nitrógeno. En la figura 6.9 aparece un esquema conceptual de esta instalación.

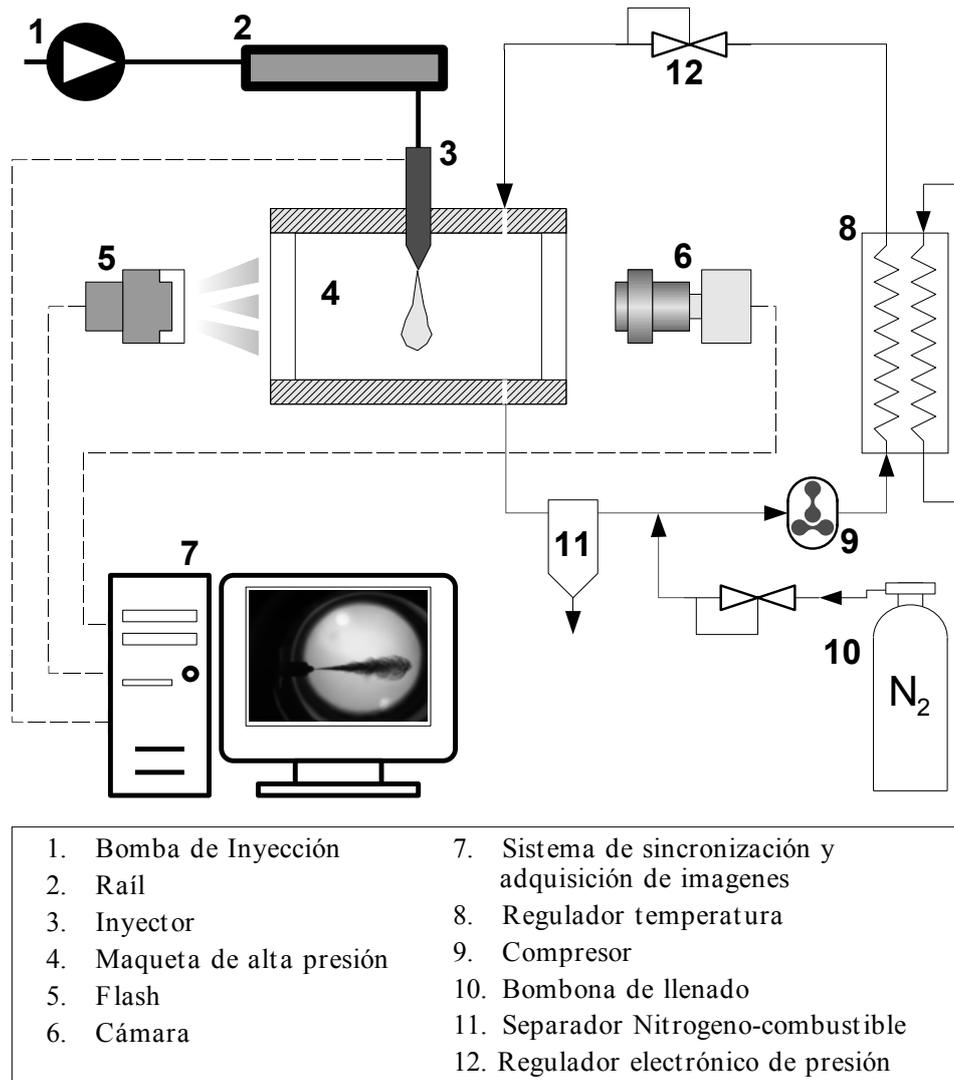


Figura 6.9: Esquema de la Maqueta de Visualización

La visualización de los chorros se realiza en una maqueta de volumen constante, en cuyo interior la presión del gas se puede regular, entre 2 y 5 MPa

como valores nominales, al igual que la temperatura entre 15 y 40 °C. El nitrógeno está continuamente en movimiento a muy baja velocidad con el fin de evacuar el gasoil liberado durante las sucesivas inyecciones y permitir que los accesos ópticos permanezcan limpios el mayor tiempo posible durante los ensayos. La velocidad, comunicada al nitrógeno mediante un compresor, es, sin embargo, suficientemente pequeña para no afectar el comportamiento del chorro. La frecuencia de inyección es controlable, y se limita a un valor bajo (una inyección por segundo, o incluso menor) para evitar el rápido ensuciamiento de los accesos ópticos y obtener así una buena calidad de las imágenes tomadas, facilitando la tarea de procesado de las mismas.

El cuerpo de la maqueta de inyección es un cubo de acero al que se le han practicado tres orificios pasantes de 80 mm de diámetro, cuyos ejes se intersectan ortogonalmente en el centro del mismo, cortando las caras del cubo en sus puntos medios (figura 6.10). Estos orificios se utilizarán, según el tipo de ensayo a realizar, como accesos ópticos, para colocar el inyector y los sensores de temperatura y presión, así como para conectar los conductos del circuito de Nitrógeno, dotando a la maqueta de una gran versatilidad.

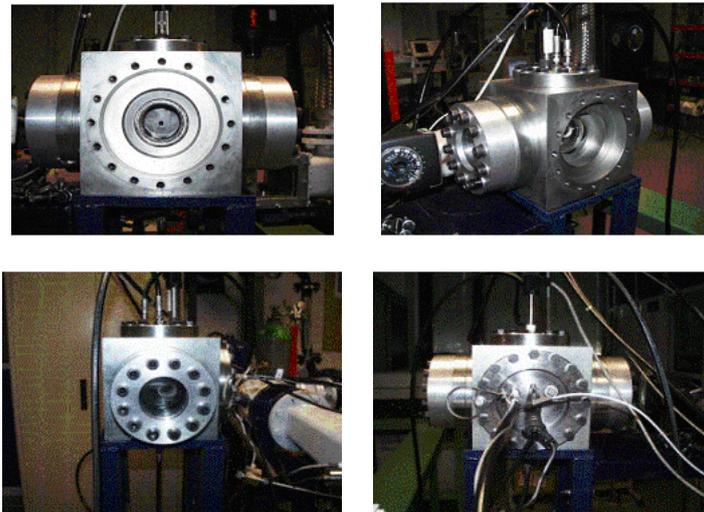


Figura 6.10: Maqueta de inyección de alta presión.

Los dos tipos de ensayos de visualización que se pueden realizar en la maqueta de alta presión son:

- Visualización de dos chorros mediante iluminación trasera difusa.

- Visualización superior de toberas multi-orificios.

La técnica empleada en esta tesis es la visualización del chorro mediante iluminación trasera difusa, tal como se muestra en la figura 6.9, en esta técnica la cámara se encuentra en uno de los accesos ópticos, mientras que la iluminación mediante un flash se realiza por el acceso óptico opuesto al de la cámara. Además, entre la fuente de iluminación y la maqueta se coloca un difusor óptico.

Para la toma de imágenes se utiliza una cámara digital rápida, obteniendo imágenes de 12 bits por canal de color y una resolución de 1280 x 1024 pixels. El tiempo de exposición de este sistema es de 5 μ s.

La adquisición de secuencias de imágenes para diferentes instantes se puede programar determinando los desfases de las distintas señales con respecto al inicio de la excitación del inyector. De esta forma se puede realizar un barrido temporal del comportamiento del chorro tomando imágenes en diferentes instantes desfasados convenientemente.

6.4.1. Procesado de las imágenes

La etapa fundamental en el tratamiento de las imágenes es el proceso de segmentación. Este proceso se realiza tras una primera etapa de filtrado y sustracción del fondo de las imágenes y permite discernir lo que es chorro y lo que no lo es, en el conjunto de imágenes tomadas [8]. El problema de la segmentación de imágenes del chorro Diesel es especialmente complejo, debido a la naturaleza bifásica del chorro (líquido-gas) que dificulta mucho la definición de su contorno. Sin embargo, la calidad de la segmentación efectuada influye muy significativamente en los resultados de caracterización de los parámetros macroscópicos en las etapas posteriores.

El algoritmo de segmentación utilizado, basado en el test del ratio de likelihood (LRT), utiliza los tres canales de RGB para una determinación precisa de los contornos no muy bien definidos como es el caso de los chorros de inyección [8]. Se ha comprobado que este algoritmo de segmentación es bastante insensible a variaciones de intensidad entre las fotos, y los resultados obtenidos fueron mejores que otros obtenidos con otro tipo de algoritmos probados [9].

Una vez el contorno del chorro se aísla del resto de la imagen es posible determinar sobre él los parámetros macroscópicos que permiten caracterizar el proceso de inyección. Como sabemos, el objetivo del proceso de inyección es conseguir que el chorro Diesel englobe la mayor cantidad de aire posible para

conseguir una buena mezcla aire combustible que facilite el proceso de combustión. Los parámetros macroscópicos que permiten caracterizar este proceso son la penetración, el ángulo de apertura y el volumen. En la figura 6.11 se muestra una representación gráfica del significado físico de estos parámetros.

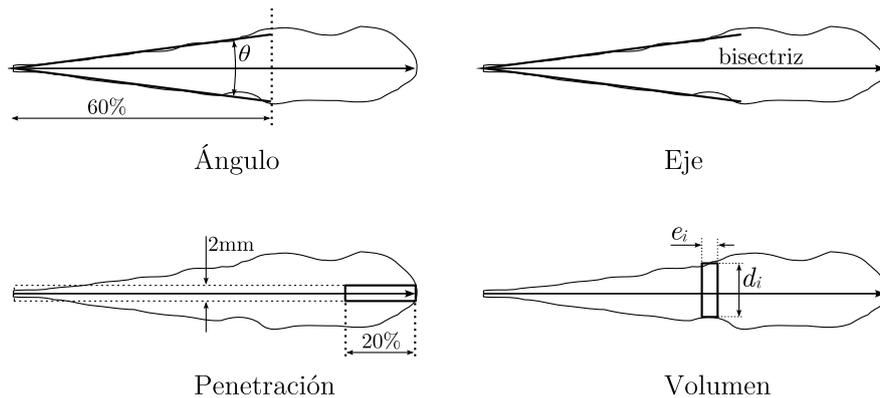


Figura 6.11: Parámetros relevantes del chorro obtenidos de la visualización.

Para la determinación de estos parámetros se utilizan los siguientes criterios:

- *Ángulo de apertura del chorro.* Se estima como el ángulo formado por las dos rectas (superior e inferior) que se obtienen realizando un ajuste por mínimo cuadrados del 60 % de los puntos más próximos al orificio del inyector. Este valor se escoge porque coincide aproximadamente con la zona en la que el comportamiento del chorro Diesel es estacionario y el ángulo de apertura se mantiene prácticamente constante. Este algoritmo es similar al utilizado por otros autores [10–14].
 El eje del chorro se estima como la bisectriz de las dos rectas de regresión ajustadas al 60 % de los puntos del contorno más cercanos al orificio del inyector.
- *Penetración del chorro.* Se estima como la distancia desde el orificio del inyector hasta el punto medio de todos los que están simultáneamente en el 20 % del final del contorno del chorro y a una distancia menor de 1 mm del eje. Este criterio es el utilizado habitualmente en el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos [10–13].
- *Volumen del chorro Diesel.* Se estima como la suma de los volúmenes de los cilindros en los que se puede descomponer el chorro $V = \sum_i \pi e_i r_{ci}^2$

(cilindros de radio r_{ci} calculado como la media de las distancias al eje de los puntos del contorno superior e inferior, y de espesor e_i).

6.5. Conclusiones

En este capítulo se han presentado las técnicas que, junto a la medida del $fCdM$, van a ser utilizadas en los próximos capítulos para el estudio de la inyección. Estas técnicas permiten: determinar la geometría interna de los orificios, el flujo másico y las características macroscópicas del chorro de inyección.

Bibliografía

- [1] KAMPMANN, S., B. DITTUS, P. MATTES, y M. KIRNER: «The influence of hydro grinding at VCO nozzles on the mixture preparation in a D.I. diesel engine», *SAE transactions*, 105 (1996), nº 3, 1329–1339.
- [2] DIVER, C., J. ATKINSON, B. BEFRUI, H. J. HELML, y L. LI: «Improving the geometry and quality of a micro-hole fuel injection nozzle by means of hydroerosive grinding», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers – Part B – Engineering Manufacture*, 221 (2007), nº 1, 1–9.
- [3] MACIÁN, V., V. BERMUDEZ, R. PAYRI, y J. GIMENO: «New technique for determination of internal geometry of a diesel nozzle with the use of silicone methodology», *Experimental Techniques*, 27 (2003), nº 2, 39–43.
- [4] Autodesk: *AutoCAD user´s manual*, 1999.
- [5] BOSCH, W.: «Fuel Rate Indicator Is a New Measuring Instrument for Display of the Characteristics of Individual Injection», *SAE Paper 660749*, (1966).
- [6] PLAZAS, A. H.: *Modelado unidimensional de inyectoros common-rail Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.
- [7] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO, y G. BRACHO: «A new methodology for correcting the signal cumulative phenomenon on injection rate measurements», *Experimental Techniques*, 32 (2007), nº 1, 46 – 49.

-
- [8] PALOMARES, A.: *Análisis de imágenes de chorros Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [9] PASTOR, J., J. ARRÈGLE, y A. PALOMARES: «Diesel spray images segmentation using a likelihood ratio test», *Applied Optics*, 40 (2001), nº 17, 2876–2885.
- [10] ARRÈGLE, J.: *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1997.
- [11] CORREAS, D.: *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoter-mo*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [12] DESANTES, J. M., J. ARRÈGLE, J. PASTOR, y A. DELAGE: «Influence of the fuel characteristics on the injection process in a D.I. Diesel engine», *SAE Paper 980802*, (1998).
- [13] PAYRI, F., J. M. DESANTES, y J. ARRÈGLE: «Characterization of D.I. Diesel sprays in high density conditions», *SAE Paper 960774*, (1996).
- [14] REITZ, R., y F. BRACCO: «On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions», *SAE Paper 790494*, (1979).

Capítulo 7

Estudio del flujo interno en toberas de inyección

7.1. Introducción

En este capítulo se va a emplear la medida de $fCdM$ en el estudio del flujo interno en toberas de inyección. En concreto se van a realizar dos estudios:

- Uno con toberas convergentes de diferentes diámetros. En el cual se pretende estudiar la influencia del diámetro en el flujo interno, obteniendo interesantes resultados en referencia a la aparición y desarrollo de la turbulencia.
- El otro es una comparación entre una tobera convergente y una cilíndrica. En la tobera cilíndrica se producirá el fenómeno de cavitación, mientras que en la convergente éste no aparecerá. Así pues, la finalidad de esta comparación es el estudio de los efectos de la cavitación en el flujo interno.

Como se vio en la sección §3.3.1 la gran utilidad del $fCdM$ como herramienta en el estudio del flujo interno, es la posibilidad de estimar, junto con el flujo másico, parámetros tan interesantes como la velocidad o el área efectiva. Pudiendo además adimensionalizar todos estos parámetros, obteniendo los coeficientes de descarga, momento, velocidad y área, los cuales son de gran ayuda a la hora de entender los fenómenos que tienen lugar en el interior de un orificio de inyección.

La metodología utilizada para el cálculo de estos parámetros y coeficientes está descrita en el anexo §7.A página 168. Esta metodología es necesaria ya que, pese a que estos parámetros ya quedaron definidos en las secciones §3.3.1 y §3.3.2, es necesario tomar ciertas precauciones para evitar algunos errores que podrían aparecer en el cálculo.

Aparte de la propia finalidad científica, los siguientes estudios sirven para demostrar la utilidad de la medida del $fCdM$ en el estudio de la inyección, así como para poner a prueba la maqueta de $fCdM$ desarrollada en esta tesis.

7.2. Influencia del diámetro del orificio

En esta sección se va a realizar un estudio sobre la influencia del diámetro del orificio sobre el flujo interno. Para ello se van a emplear tres toberas de similares características variando únicamente los diámetros de orificio de cada una de ellas. Al tener todos los orificios la misma longitud, la relación longitud-diámetro será distinta para cada tobera.

Las toberas son de orificios convergentes, con lo que se evitará la aparición de la cavitación [1], permitiendo de ese modo estudiar otros fenómenos, como la turbulencia, que de otro modo hubieran quedado enmascarados.

Toberas estudiadas

Para realizar este estudio se han escogido tres toberas tipo saco con un solo orificio en posición axisimétrica, es decir en el mismo eje del inyector. Como ya se ha comentado los orificios son convergentes con forma troncocónica, además las toberas se han sometido a un agresivo proceso de hidroerosión con el fin de redondear las aristas de entrada al orificio, dotándolas de un radio de acuerdo suficientemente grande como para evitar la separación de la capa límite a la entrada del orificio. Ambas características, orificio convergentes con gran radio de entrada, van a evitar la aparición de cavitación, además gracias a estas características cabe esperar que estos orificios tengan pocas pérdidas de carga, propiciando una gran capacidad de descarga.

Sobre estas toberas se ha empleado la técnica de los moldes de silicona [2] con el fin de obtener la geometría interna de los orificios. Los resultados obtenidos se resumen en la tabla 7.1, mientras que los parámetros geométricos adimensionales característicos de las toberas se recogen en la tabla 7.2. Los resultados completos de los moldes de silicona pueden encontrarse en el apéndice A página 231. Desgraciadamente no ha sido posible obtener el molde

completo para la tobera C, por lo que como dato de D_o se utilizará el ofrecido por el fabricante de la tobera.

Tabla 7.1: Geometría interna de las toberas mono-orificio.

Tobera	r μm	D_e μm	D_m μm	D_o μm	k -factor -	AR %
A	42	140	125	112	2,8	36,0
B	47	167	145	138	2,9	31,7
C	49	195		156	3,9	36,0

Tabla 7.2: Parámetros adimensionales de las toberas mono-orificio.

Tobera	D_o	L/D	r/D	D_e/D_o
A	112 μm	8,93	0,30	1,25
B	138 μm	7,25	0,28	1,21
C	156 μm	6,41	0,25	1,25

Como se puede observar en estas tablas, las tres toberas son similares siendo la única diferencia entre ellas el diámetro del orificio. Es destacable la gran convergencia de los orificios, así como el gran radio de acuerdo que tienen estas toberas.

Plan de ensayos

Para el estudio sobre estas toberas se ha seleccionado el siguiente plan de ensayos, en el cual hay cuatro presiones de inyección y cuatro presiones de descarga distintas. Se ha elegido un tiempo de excitación largo de 2000 μs con el fin de poder extraer valores medios de la parte estacionaria de la inyección a máximo levantamiento de aguja.

Presión de inyección	30 – 80 – 130 – 150 MPa
Presión de descarga	2,5 – 3,5 – 5 – 8 MPa
Tiempo de excitación	2000 μs

7.2.1. Resultados

En las figura 7.1 y 7.2 se muestran unos ejemplos de las señales obtenidas para el $fCdM$ y la tasa de inyección respectivamente. En estas figuras se puede

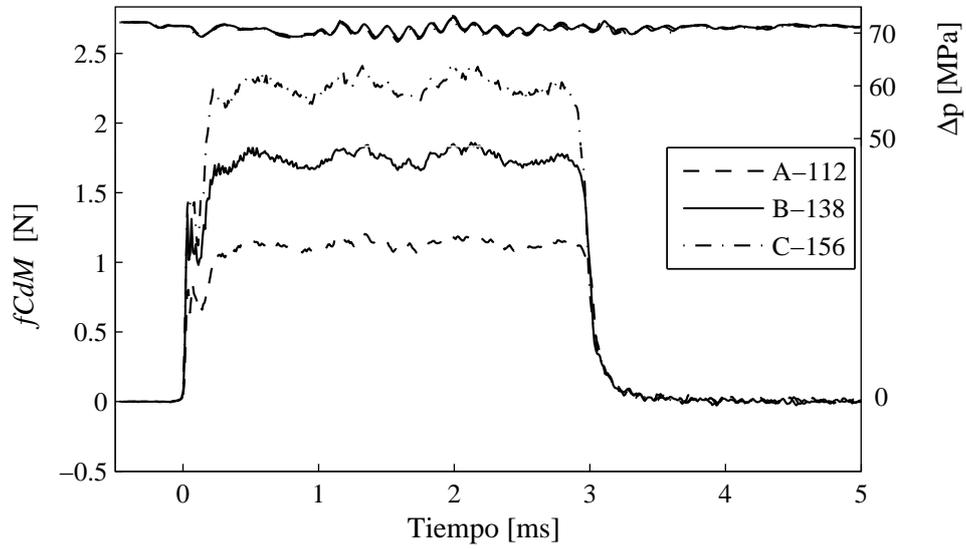


Figura 7.1: Evolución temporal del f_{CdM} . $p_i = 80$ MPa $p_b = 3,5$ MPa.

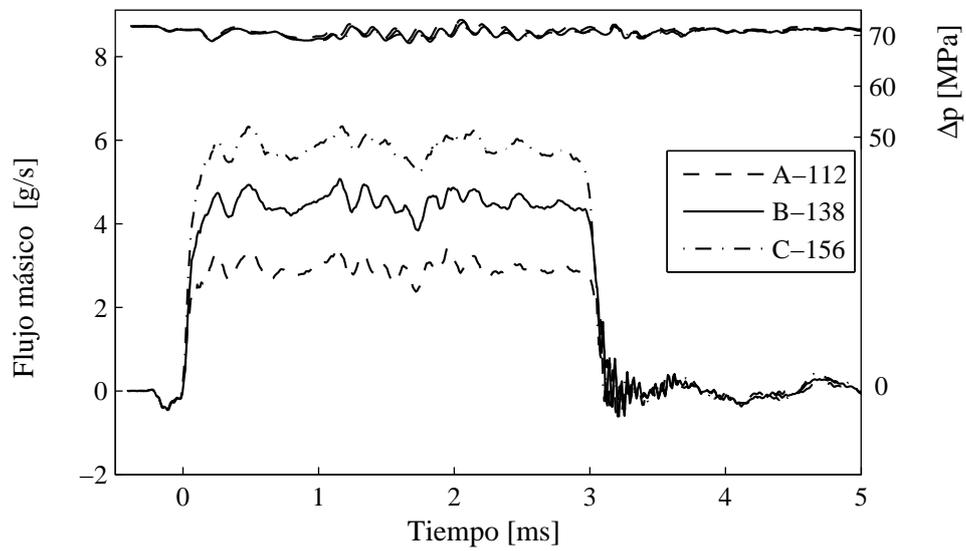


Figura 7.2: Evolución temporal de la tasa de inyección. $p_i = 80$ MPa $p_b = 3,5$ MPa.

apreciar cómo cuanto mayor es el diámetro del orificio, como cabe esperar, mayores son el $fCdM$ y el flujo másico.

Gracias al empleo de un tiempo de excitación largo las señales tienen una amplia zona en la que el inyector se encuentra a máximo levantamiento de aguja. Para realizar los siguientes análisis se ha considerado únicamente esta zona estacionaria, de la cual se han extraído los valores medios para el $fCdM$, el flujo másico así como sus respectivas presiones de inyección, para cada punto ensayado, es decir, para cada pareja de presión de inyección y presión de descarga. Se desprecia por tanto el periodo inicial y final del ensayo, para eliminar el efecto que pueda causar el levantamiento de la aguja.

A continuación se exponen los resultados obtenidos tanto para el flujo másico como para el $fCdM$, así como la velocidad, área efectiva y los diferentes coeficientes calculados a partir de éstos.

Resultados de flujo másico

En la figura 7.3 está representado el flujo másico frente a la raíz de la caída de presión. Cada grupo de puntos corresponde a una presión de inyección. El color distingue las distintas contrapresiones siendo más oscuro cuanto mayor es ésta. Como cabría esperar de toberas no cavitantes como éstas, el comportamiento del flujo másico es lineal con la raíz cuadrada de la caída de presión. Además también se puede ver como el flujo másico es más alto cuanto mayor es el diámetro.

Estos datos se pueden adimensionalizar calculando el coeficiente de descarga, C_d , el cual representa la relación entre el flujo másico real medido respecto al teórico calculado con las presiones en cuestión. En la figura 7.4 se muestra el coeficiente de descarga respecto al número de Reynolds calculado a partir de la velocidad teórica de Bernoulli $Re = u_{teo}D_o/\nu$.

En esta gráfica se puede apreciar cómo todas las toberas se comportan de igual modo, pudiendo diferenciar claramente dos zonas en cada una de ellas:

- La primera corresponde a bajos números de Reynolds ($Re \lesssim 15000$), y en ella el C_d tiene una tendencia creciente. Es curioso observar como las tres toberas, pese a ser distintas, colapsan todas ellas en una misma zona para el mismo número de Reynolds. Este comportamiento es un poco extraño ya que las toberas tienen distinta relación L/D , y en cambio se comportan como si fueran semejantes [3], por lo que este comportamiento podría ser simplemente circunstancial.

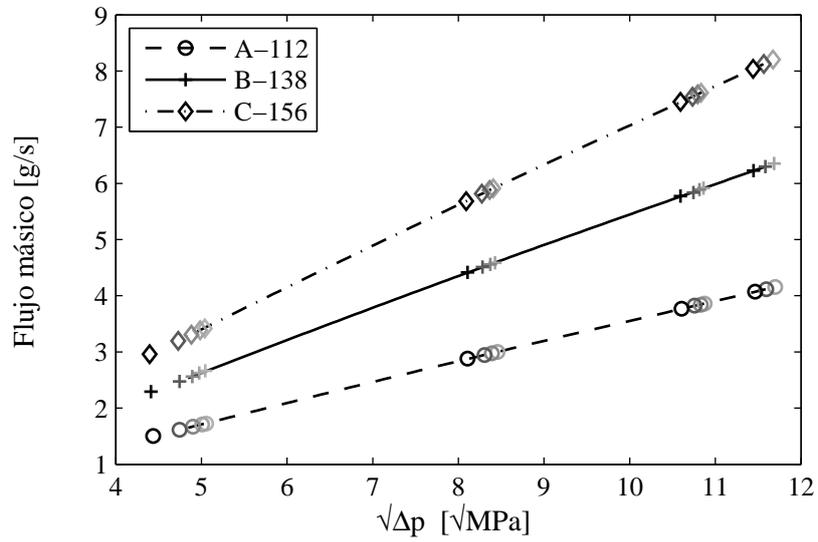


Figura 7.3: Flujo másico en función del salto de presiones.

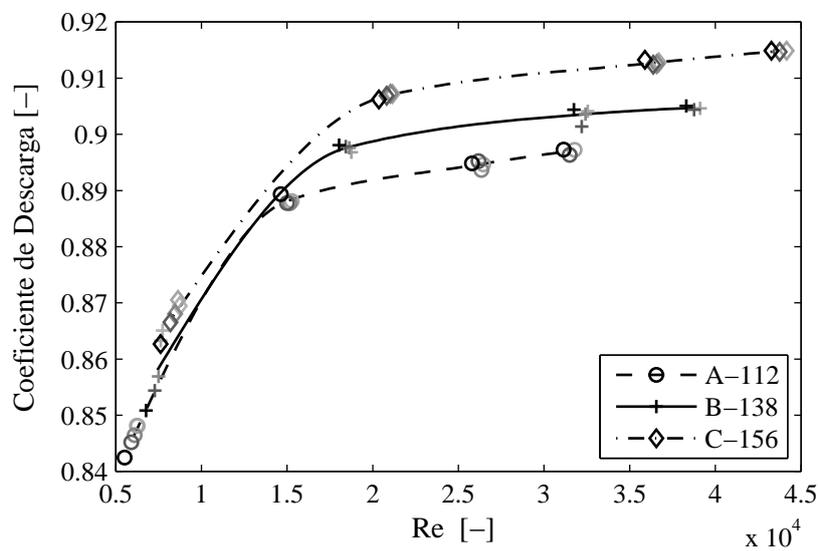


Figura 7.4: Coeficiente de Descarga respecto al número de Reynolds.

- A altos números de Reynolds, el C_d frena su tendencia ascendente mostrando un comportamiento mucho más estabilizado salvo por un ligero crecimiento al aumentar el Re . Al valor del C_d estabilizado se conoce como máximo o último, C_{du} [4]. Este valor máximo alcanzado es diferente para cada tobera, siendo mayor cuanto mayor es el diámetro, es decir cuanto menor es la relación L/D .

Este comportamiento en condiciones no cavitantes ha sido observado en multitud de ocasiones, por ejemplo [4–7]. El cambio en la tendencia es debido al paso de régimen laminar (o de transición) en la zona creciente a régimen turbulento en la zona constante. La explicación del porqué del momento en el que se produce el cambio de tendencia será tratado más adelante, con más información disponible sobre el flujo interno.

Las diferencias en el C_{du} están en concordancia con los resultados presentados por Lichtarowicz [4] para orificios en ausencia de cavitación. Este autor comprobó cómo el C_{du} disminuye conforme la relación L/D del orificio aumenta. Este comportamiento se debe a unas mayores pérdidas por fricción con las paredes conforme el orificio es más largo, L/D mayor. En la siguiente tabla se recogen los valores de C_{du} medidos junto con el valor obtenido según la relación de Lichtarowicz [4], ecuación (2.22).

Tobera	L/D	$C_{du,medido}$	$C_{du,Lichta.}$
A	8,93	0,897	0,751
B	7,25	0,905	0,765
C	6,41	0,915	0,773

Como se puede comprobar el valor absoluto de C_{du} para estas toberas difiere mucho de los encontrados por Lichtarowicz. Esta diferencia es normal teniendo en cuenta que los ensayos recopilados por este autor están realizados sobre orificios cilíndricos con el borde de entrada recto, sin ningún tipo de redondeo, por lo que las pérdidas de carga, sobre todo a la entrada, serán mayores que en el presente caso. Pese a todo es interesante comprobar cómo la variación de C_{du} con la relación L/D es similar en ambos casos.

Resultados de $fCdM$

En la figura 7.5 están representados los valores medios de $fCdM$. Tal como cabría esperar, el $fCdM$ se comporta proporcional al salto de presiones, y además al igual que ocurría con el flujo másico a mayor diámetro, mayor $fCdM$.

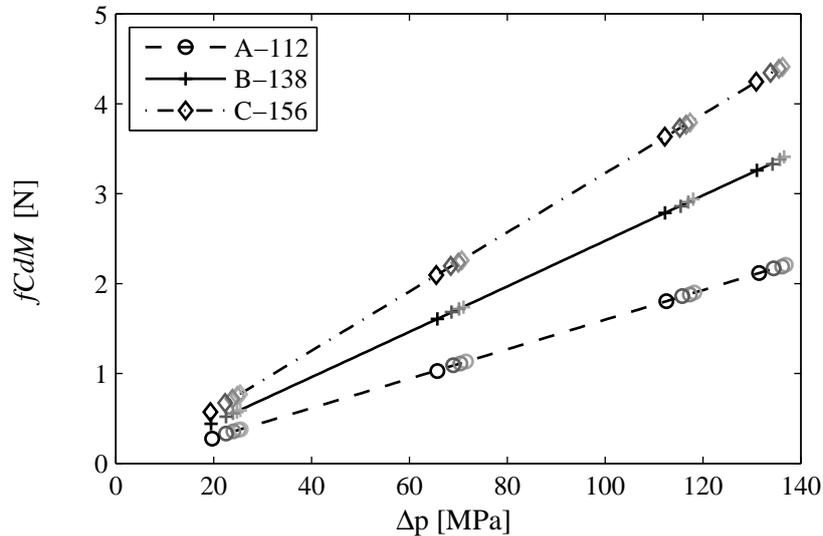


Figura 7.5: $fCdM$ respecto a salto de presiones

Al igual que el caso del flujo másico estos datos se pueden adimensionalizar dividiendo el $fCdM$ real entre el teórico, obteniendo de este modo el coeficiente de $fCdM$ o momento C_m . En la figura 7.6 está representado el coeficiente de momento respecto al número de Reynolds. Como se puede observar el comportamiento de este coeficiente es similar al mostrado por el coeficiente de descarga. Aunque en este caso es más complicado diferenciar entre las dos zonas, ya que no hay un cambio tan brusco en la tendencia del coeficiente, sobre todo debido a que en este caso a bajos números de Reynolds tiene un crecimiento más suave.

Al igual que ocurría con el C_d , el C_m es mayor cuando aumenta el diámetro del orificio (disminuye L/D). En este caso, este comportamiento se aprecia tanto a bajos números de Reynolds como a altos Re .

Resultados de velocidad de salida efectiva

A continuación se muestran los resultados para la velocidad efectiva y el coeficiente de velocidad calculados a partir de los datos de flujo másico y $fCdM$.

En la figura 7.7 se muestra la velocidad de salida efectiva frente a la raíz del salto de presiones. Como se puede observar la velocidad efectiva de todas las toberas es muy similar en todos los casos. Este resultado es bastante razonable

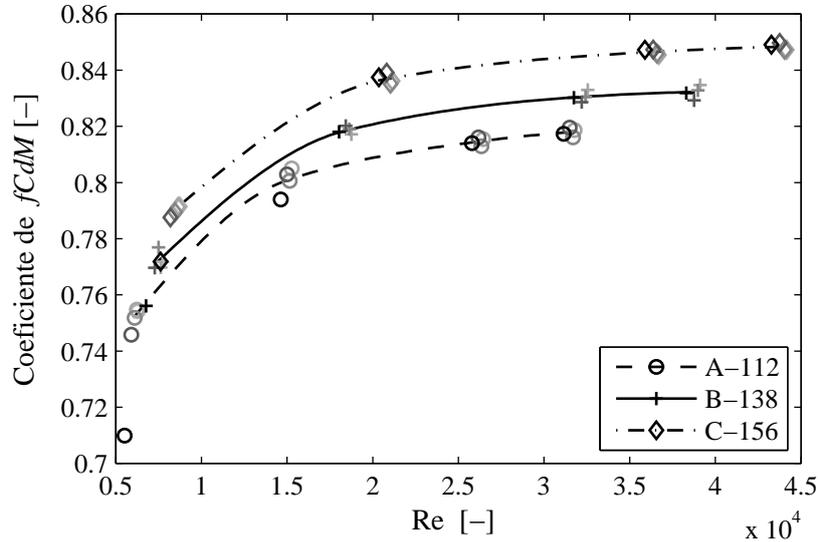


Figura 7.6: Coeficiente de f_{CdM} respecto al número de Reynolds.

teniendo en cuenta que la velocidad depende sobre todo de la caída de presión. El diámetro, o de forma más general la geometría de orificio, no tendrán un efecto importante sobre la velocidad efectiva, salvo por las pequeñas diferencias que puedan existir en el coeficiente de velocidad.

Pese a ser muy parecida la velocidad en las tres toberas, se puede apreciar cómo a mayor diámetro la velocidad es ligeramente mayor a igual salto de presiones. Este efecto puede observarse más claramente representando en el coeficiente de velocidad, figura 7.8. La explicación de este efecto se encuentra en el aumento de las pérdidas por fricción con las paredes conforme la relación L/D aumenta.

El comportamiento del coeficiente de velocidad es muy similar en las tres toberas, salvo por las diferencias en valor antes comentadas, siendo su comportamiento ligeramente creciente y asintótico en las tres toberas. Sin embargo, a diferencia del comportamiento de los anteriores coeficientes, en el caso del coeficiente de velocidad es imposible distinguir entre las dos zonas antes nombradas, mostrando una tendencia similar tanto para bajos números de Reynolds como para altos.

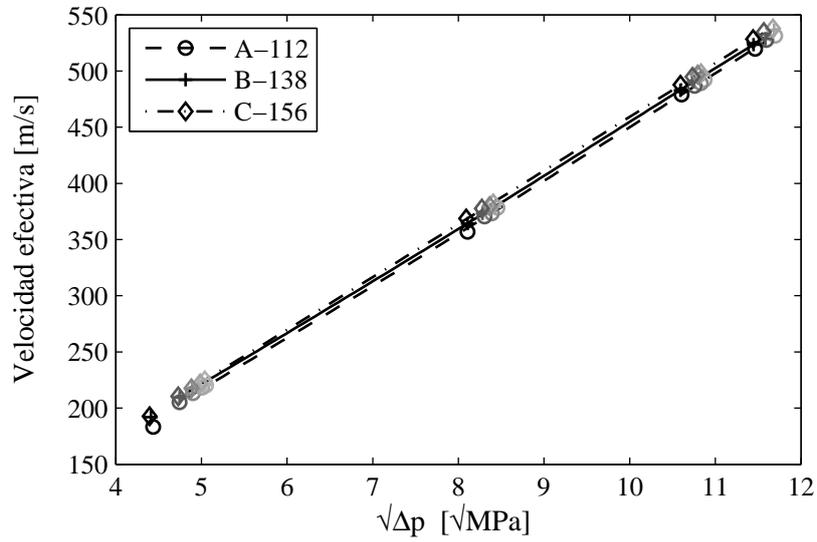


Figura 7.7: Velocidad efectiva en función del salto de presiones.

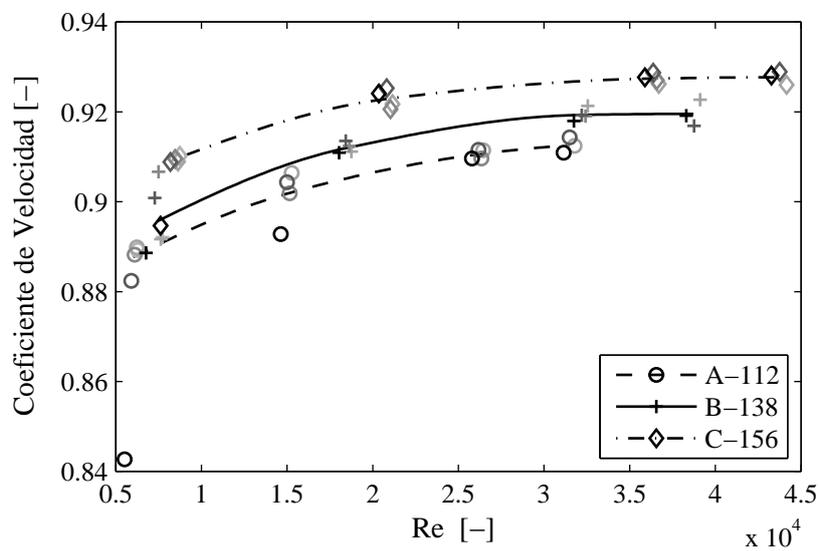


Figura 7.8: Coeficiente de Velocidad respecto al número de Reynolds.

Resultados de área efectiva

En la figura 7.9 está representado el coeficiente de área calculado a partir del diámetro efectivo y el diámetro geométrico, en función del número de Reynolds.

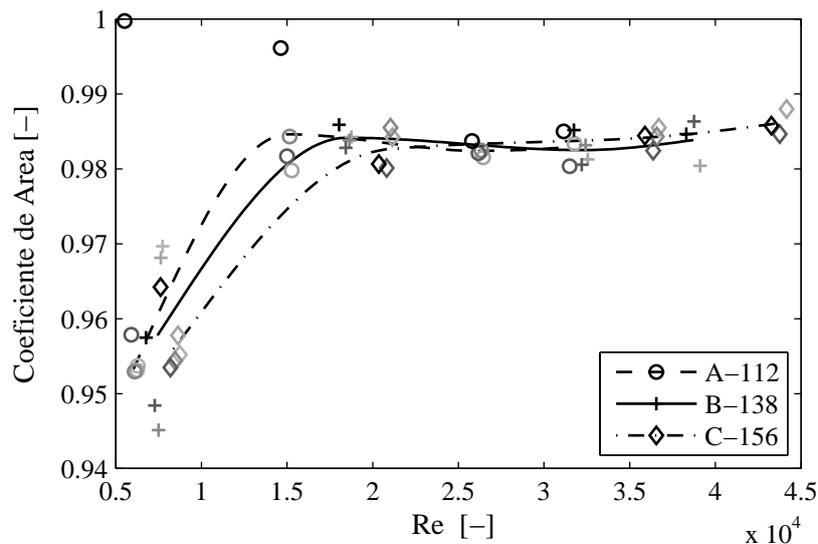


Figura 7.9: Coeficiente de Área respecto al número de Reynolds.

Se puede observar cómo todas las toberas tienen el mismo comportamiento separado en dos zonas: para bajos Re , el C_a crece al aumentar el número de Reynolds, hasta un valor máximo cercano a uno, a partir de cual el C_a permanece constante, formando ésta la segunda zona. Además, es interesante observar cómo para las tres toberas este valor estabilizado toma un valor muy similar. Estas dos zonas están relacionadas con el comportamiento observado en el coeficiente de descarga.

La aparición de las dos zonas en el C_a contrasta con el comportamiento del coeficiente de velocidad donde, si recordamos, no aparecía ningún cambio de comportamiento.

7.2.2. Análisis de los resultados

A continuación se van a analizar los resultados hasta ahora obtenidos. Para comprender el porqué del comportamiento de los diferentes parámetros, será

suficiente con dar respuesta a dos de ellos, el coeficientes de velocidad y el de área, ya que el resto de parámetros derivan de estos últimos.

Con referencia al coeficiente de velocidad poco se puede decir que no se haya dicho anteriormente. Su valor depende de las pérdidas por fricción con las paredes, las cuales aumentan según L/D es mayor. Sin embargo, sobre el coeficiente de área hace falta realizar un análisis más profundo que de respuesta al comportamiento de este último.

Coefficiente de área

El valor del coeficiente de área depende, en ausencia de cavitación como en el presente caso, del perfil de velocidad a la salida del orificio, de forma que el C_a será mayor cuanto más uniforme sea el perfil de velocidad. El factor que más va a influir en las características de este perfil, es en qué régimen se encuentre el flujo. En la figura 7.10 están representados los perfiles de velocidad para régimen laminar y régimen turbulento.

En régimen laminar, puesto que el flujo no está totalmente desarrollado^I, el perfil dependerá del grosor de la capa límite. En la capa límite el perfil es parabólico mientras que en la corriente central la velocidad es constante. Cuanto mayor sea el grosor de esta capa, menos uniforme será la velocidad, y por lo tanto menor será C_a .

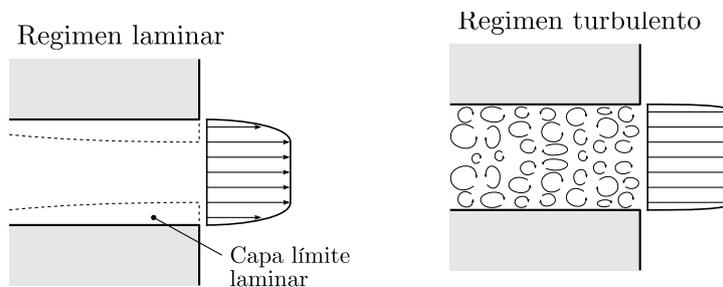


Figura 7.10: Comparación de los perfiles de velocidad a la salida del orificio de inyección para régimen laminar y turbulento.

Por otro lado, en régimen turbulento, el perfil de velocidades será mucho más uniforme que en el caso laminar, a consecuencia del transporte transversal de cantidad de movimiento provocado por la turbulencia. En consecuencia,

^IPara flujo laminar totalmente desarrollado, a una distancia suficientemente alejada de la entrada del orificio, el perfil será completamente parabólico.

para régimen turbulento el C_a será mayor que para régimen laminar, y muy cercano a la unidad.

De las dos zonas de comportamiento observadas en el coeficiente de área, figura 7.9, la zona para altos números de Reynolds concuerda muy bien con el comportamiento en régimen turbulento, con un C_a muy cercano a la unidad.

La otra zona, para Re bajos, tradicionalmente se ha relacionado con el régimen laminar, por ejemplo [4–7]. Sin embargo, tal como se demostrará a continuación en la zona a bajos números de Reynolds, el flujo se encuentra en la zona de transición entre régimen laminar y régimen turbulento. Como se expone en el anexo 7.B, considerar el flujo como laminar conduce a incoherencias entre los resultados y la teoría.

En la zona de transición entre régimen laminar y régimen turbulento, el flujo se caracteriza por tener un carácter intermitente, entendiéndose por tal, que su régimen es a ratos laminar y a ratos turbulento. Este comportamiento puede caracterizarse mediante el factor de intermitencia γ , el cual define la fracción de tiempo durante la cual el régimen es turbulento en un determinado punto. Así pues, $\gamma = 1$ significaría régimen constantemente turbulento y $\gamma = 0$ régimen siempre laminar.

Teniendo en cuenta lo comentado acerca de los perfiles y el C_a para ambos regímenes, laminar y turbulento, un aumento del factor de intermitencia implicará un mayor tiempo en flujo turbulento, y por lo tanto un aumento del coeficiente de área.

Tal como demostraron los experimentos de Rotta [8] (citado en [9]), en el caso de flujo a la entrada en conductos, el factor de intermitencia depende del número Reynolds y de la distancia recorrida en el conducto. Así pues, γ será mayor al aumentar Re , así como al aumentar la distancia recorrida x/D , tal como se puede observar en la figura 7.11. Si bien es cierto que el trabajo de Rotta no cubre el rango de Re y distancias utilizadas en el presente estudio, cabe esperar la misma tendencia observada por este autor.

Aplicando este resultado al presente estudio, se consigue explicar el comportamiento del C_a para todas las toberas en la zona de bajos números de Reynolds (ver figura 7.9):

- Al aumentar el número de Reynolds lo hace de igual modo el factor de intermitencia. Como consecuencia de este aumento, el C_a también aumentará.
- Al aumentar la relación L/D el flujo turbulento tiene más distancia para desarrollarse. Hecho que se verá reflejado en un aumento del factor de

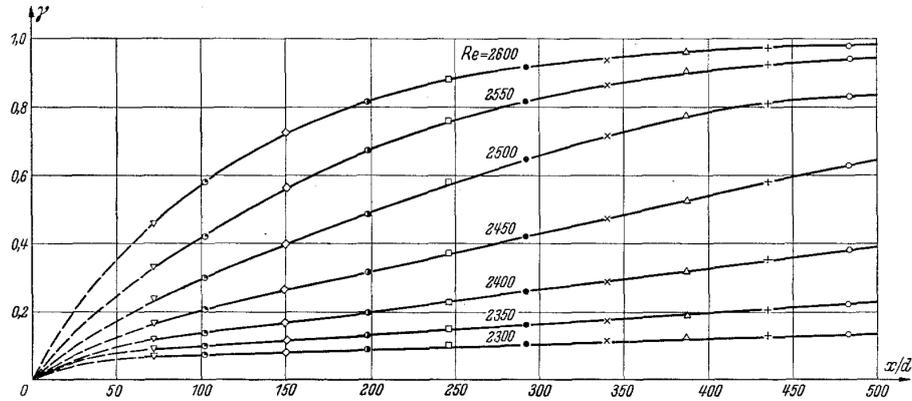


Figura 7.11: Factor de intermitencia γ' para flujo tubular, según medidas de Rotta [8].

intermitencia a la salida del orificio. De nuevo como consecuencia de este aumento el C_a también aumentará. En la figura 7.9 puede observarse cómo efectivamente el C_a para cada tobera es mayor, conforme aumenta la relación L/D de cada una de ellas.

- El punto de cambio de comportamiento, en el cual cada tobera alcanza el máximo C_a , ocurre para Re menores conforme aumenta la relación L/D del orificio de inyección, ya que al disponer de más espacio para que se desarrolle la turbulencia el Re necesario para lograr tal desarrollo disminuye.

7.3. Influencia de la convergencia del orificio. Estudio del fenómeno de la cavitación

Como se vio en la sección §2.3.6 en un orificio convergente, debido a la variación de la sección de paso, la presión a la entrada del orificio es considerablemente mayor que en un orificio cilíndrico para las mismas condiciones. Este hecho tiene importantes repercusiones sobre el comportamiento del flujo en el interior de los orificios de inyección, sobre todo debido a la aparición del fenómeno de cavitación. Así pues, la convergencia disminuirá o incluso eliminará la aparición de cavitación en el interior de los orificios [1].

El objetivo de este estudio es determinar la influencia de la convergencia del orificio sobre las características del flujo interno, sobre todo debido al fenómeno de cavitación. Para ello se van a emplear dos toberas: una con orificios

convergentes, en donde el diámetro de salida del orificio es menor que el de entrada; y otra con orificios cilíndricos, en donde los diámetros de entrada y salida son iguales.

La clave de este estudio radica en que en la tobera cilíndrica aparecerá el fenómeno de cavitación mientras que en la tobera convergente no lo hará, de esta forma se puede realizar un análisis sobre el fenómeno de cavitación pudiéndolo comparar con el caso de flujo no cavitante.

Pese que han sido múltiples los estudios realizados en el estudio de la cavitación [10–12], utilizando la nueva técnica de medida de $fCdM$ es posible cuantificar características del flujo como la velocidad efectiva o la reducción de área efectiva debida a la cavitación.

El trabajo presentado en esta sección ha sido publicado en la revista *Fuel* [13].

Toberas estudiadas

El estudio se ha basado en la comparación de dos toberas de tipo VCO una de orificios cilíndricos y, por lo tanto, predispuestos a cavitación; y la otra con orificios convergentes, es decir, orificios con forma troncocónica donde el diámetro es más pequeño a la salida.

Estas toberas tienen únicamente dos orificios, aunque similares en tamaño y forma a los orificios de una tobera real (entre cinco y ocho orificios). Este tipo de toberas están destinadas a la experimentación en laboratorio. La ventaja de tener sólo dos orificios radica en que permite la realización de ciertos experimentos de una forma mucho más sencilla, por ejemplo permiten la visualización de los chorros lateralmente, a la vez que conservan las principales características geométricas equivalentes a las de una tobera real.

Para determinar la geometría exacta de estas toberas se ha utilizado la técnica de los moldes de silicona [2]. Todas las fotos y medidas de los dos orificios de moldes están recopilados en el apéndice A en la página 231. Las dimensiones para estas dos toberas, promediando los valores de los orificios, se resumen en la tabla 7.3, mientras que los parámetros geométricos adimensionales característicos se recogen en la tabla 7.4.

Como se puede observar las medidas de los moldes de silicona confirman que las toberas están correctamente fabricadas. La tobera cilíndrica es en efecto cilíndrica con un diámetro de salida de 131 μm , mientras que la cónica tiene un factor de convergencia de $D_e/D_s = 1,109$ lo que provoca una reducción del área del 18,5 %. El diámetro de salida de tobera cónica es de 125 μm , menor que la

Tabla 7.3: Geometría interna de las toberas cilíndrica y cónica.

Tobera	r_a μm	r_b μm	D_e μm	D_{he} μm	D_m μm	D_o μm	k -factor -	AR %	IHE %
Cilíndrica	8	12	133	136	131	131	0,1	2,2	5,3
Cónica	13	27	139	145	133	125	1,4	18,5	10,0

Tabla 7.4: Parámetros adimensionales de las toberas cilíndrica y cónica.

Tobera	D_o [μm]	L/D	r/D	D_e/D_o
Cilíndrica	131	7,60	0,075	1,011
Cónica	125	7,99	0,142	1,109

cilíndrica, con el fin de que las dos toberas tengan una capacidad de descarga similar, ya que la cavitación en la tobera cilíndrica hará que su capacidad de descarga disminuya [10].

También se puede apreciar cómo las dos toberas presentan el efecto de engrosamiento del diámetro en el inicio del orificio debido al proceso de hidroerosión al que se han sometido las toberas [2, 14], siendo mayor éste en el caso de la tobera cónica.

Plan de ensayos

Para el estudio del flujo interno sobre estas toberas se ha seleccionado el siguiente plan de ensayos, en el cual hay cinco presiones de inyección y cinco presiones de descarga distintas, lo cual da un total de 25 puntos. El tiempo de excitación elegido es de 4000 μs que al igual que en el estudio anterior es lo suficientemente largo como para tener una parte de la inyección a máximo levantamiento de aguja, permitiendo extraer valores medios.

Presión de inyección	30 – 55 – 80 – 105 – 130 MPa
Presión de descarga	2 – 4 – 6 – 8 – 10 MPa
Tiempo de excitación	4000 μs

Puesto que las toberas tienen dos orificios se ha medido el $fCdM$ para cada uno de ellos en cada punto. En el caso de la tasa de inyección, debido a las particularidades de esta técnica de medida, cada punto se medirá una sola vez sobre el total de la tobera.

7.3.1. Resultados

En las figura 7.12 y 7.13 se muestra el aspecto que tienen las señales de f_{CdM} y tasa de inyección respectivamente. Como se puede observar las señales tienen una amplia zona en la que el inyector se encuentra a máximo levantamiento de aguja.

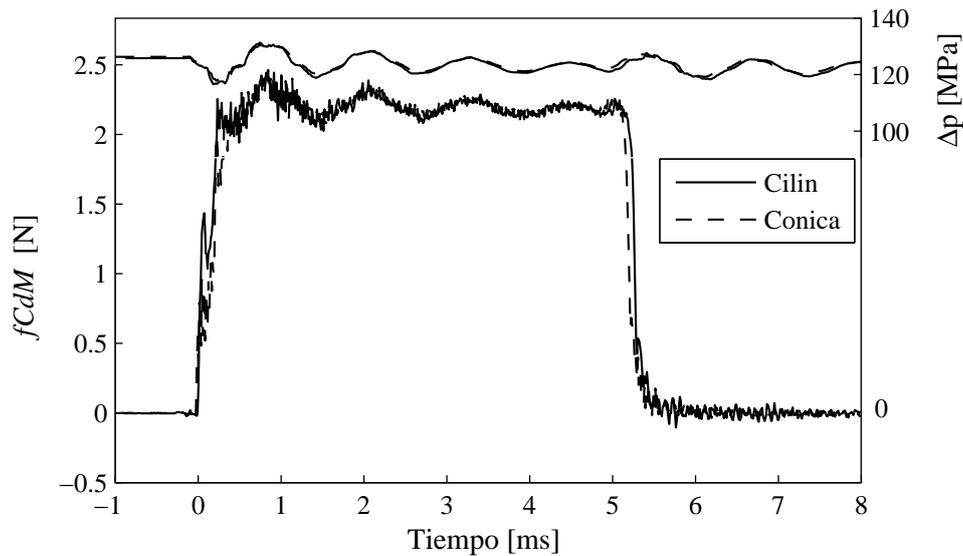


Figura 7.12: Evolución temporal del f_{CdM} . $p_i = 130$ MPa $p_b = 4$ MPa.

Como se puede ver en estas figuras, en el sistema de inyección aparece una oscilación importante en la presión de inyección debida a fenómenos de golpe de ariete (ver sección §5.2.1) que posteriormente afecta a la inyección viéndose reflejada en las señales de f_{CdM} y tasa de inyección.

Sin embargo, a pesar de estas oscilaciones, es posible extraer un valor representativo de las señales sin más que elegir adecuadamente el intervalo con el cual hacer el promedio temporal de las señales a máximo levantamiento de aguja. El criterio utilizado es la elección como límites del intervalo bien picos o valles de las oscilaciones en la zona de la inyección a máximo levantamiento, no considerando por tanto el periodo inicial y final de la inyección. Procediendo de este modo, se han obtenido los valores medios de f_{CdM} y flujo másico además de la presión de inyección y descarga para cada uno de los puntos ensayados.

Las toberas tienen dos orificios, sin embargo sólo es posible obtener el flujo másico total de cada tobera, lo cual lamentablemente impide diferenciar el

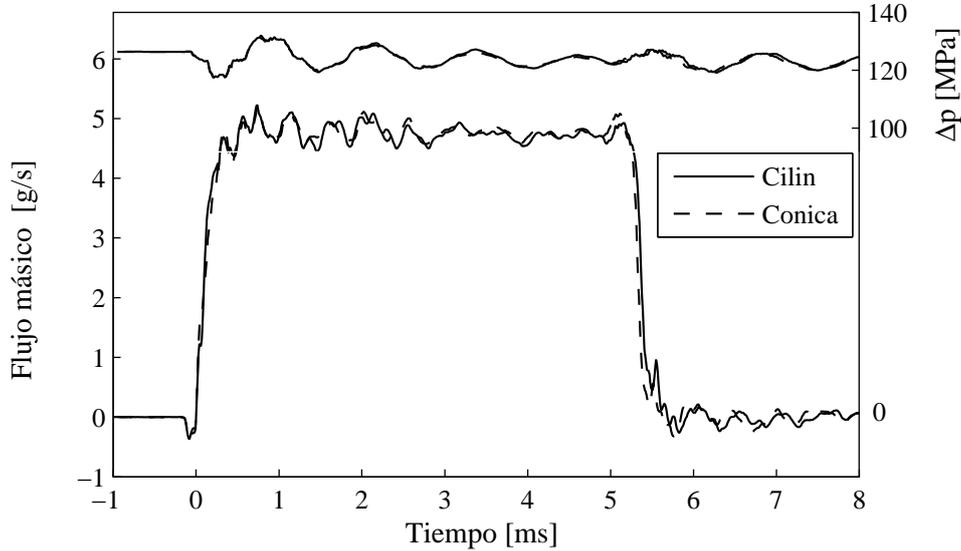


Figura 7.13: Evolución temporal de la tasa de inyección. $p_i = 130$ MPa $p_b = 4$ MPa.

flujo másico que sale por cada uno de los orificios. Por lo tanto, debido a esta limitación, el siguiente análisis se va a realizar sobre el promedio de los orificios. Así, se considera el flujo másico a través de un orificio como la mitad del total medido, y el $fCdM$ como la media aritmética de los dos orificios.

A continuación se exponen los resultados obtenidos tanto para el flujo másico como para el $fCdM$, así como la velocidad, área efectiva y los diferentes coeficientes calculados a partir de éstos.

Resultados de flujo másico

En la figura 7.14 se representa el flujo másico frente a la raíz de la caída de presión ($\Delta p = p_i - p_b$). Cada grupo de puntos representa aquí las medidas a una presión de inyección distinta, mientras que el color indica la contrapresión, siendo más claro a menor contrapresión (mayor Δp).

En esta figura se pueden observar claramente las diferencia de comportamiento entre una tobera cavitante y una no cavitante:

- En ausencia de cavitación el flujo másico tiene un comportamiento lineal con la raíz cuadrada de la caída de presión, $\dot{m} \propto \sqrt{\Delta p}$. Este comportamiento puede observarse en la tobera cónica (no cavitante), y también en

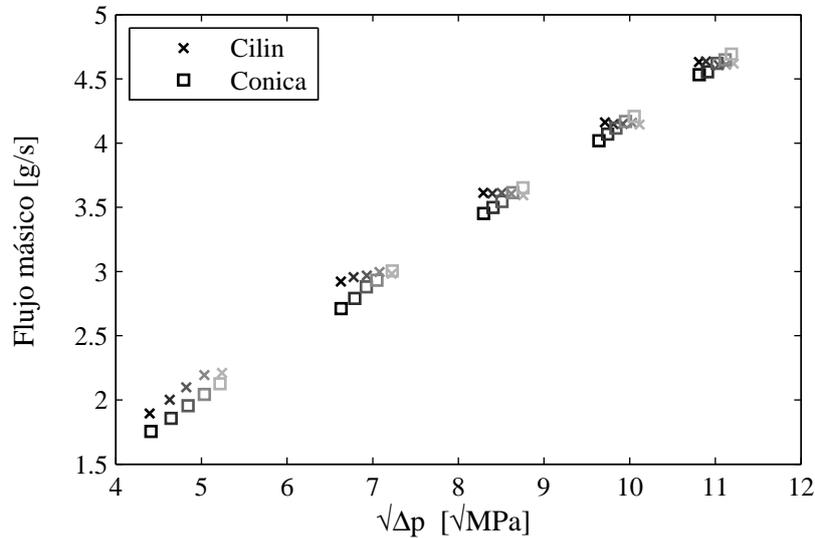


Figura 7.14: Flujo másico en función del salto de presiones.

algunos puntos de la tobera cilíndrica en donde no aparece cavitación, en concreto para la presión de inyección de $p_i = 30$ MPa (abajo izquierda).

- La aparición de cavitación provoca el colapso del flujo másico, de forma que, dada una presión de inyección, al disminuir la presión de descarga y por lo tanto aumentar la caída de presión, el flujo másico queda colapsado con un valor constante, en lugar de aumentar como lo haría en ausencia de cavitación. Este fenómeno puede observarse claramente en la tobera cilíndrica para cada una de las presiones de inyección (excepto para la de $p_i = 30$ MPa donde no hay cavitación).

En esta figura también se puede comprobar cómo en ausencia de cavitación la tobera cilíndrica tiene mayor flujo másico, ya que tiene un diámetro mayor. Sin embargo, en cuanto aparece la cavitación el flujo másico de ambas toberas es similar.

Estos datos de flujo másico se pueden adimensionalizar calculando el coeficiente de descarga, C_d , que no es más que el flujo másico real medido respecto al teórico. En la figura 7.15 se muestra el coeficiente de descarga respecto al número de Reynolds.

En ausencia de cavitación, es decir para la tobera cónica y la tobera cilíndrica para $p_i = 30$ MPa, se puede observar cómo el C_d tiene una tendencia

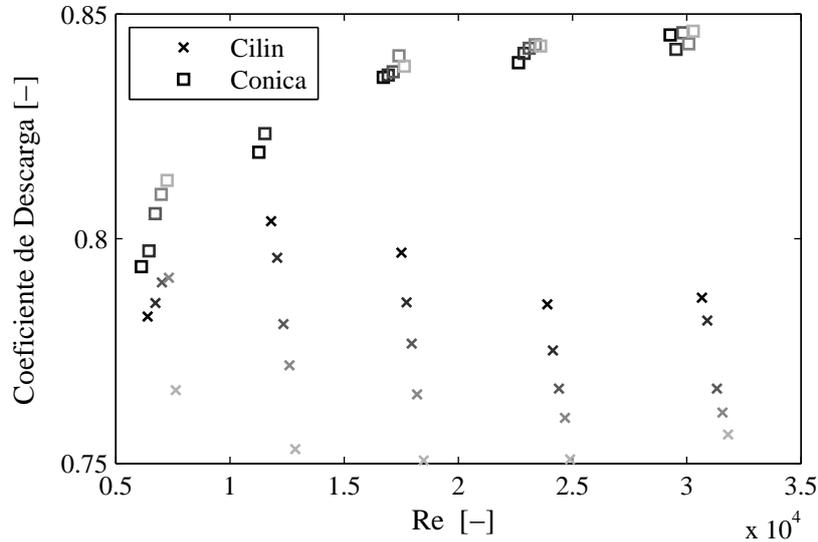


Figura 7.15: Coeficiente de Descarga respecto al número de Reynolds.

creciente desde bajos Re hasta alcanzar un valor máximo a partir del cual el C_d permanece aproximadamente constante, tal como se vio en el estudio previo sobre toberas no cavitantes. Sólo indicar que en este caso los valores máximos alcanzados por el C_d son menores que el estudio previo debido a las mayores pérdidas a la entrada del orificio.

Cuando aparece la cavitación el C_d desciende bruscamente, como puede apreciarse en los puntos correspondientes a la tobera cilíndrica. Esta disminución es debida justamente a la pérdida de capacidad de descarga de la tobera provocada por la reducción de la sección de paso útil debido a la aparición de las cavidades de vapor propias de la cavitación.

Como se vio en la sección §2.3.5, una vez aparece la cavitación el flujo pasa a estar controlado por el número de cavitación, K , en lugar del Re . Por lo que para una mejor visualización del fenómeno de cavitación, se ha representado el coeficiente de descarga frente a este parámetro, para únicamente la tobera cilíndrica, figura 7.16.

En esta figura se puede observar cómo los resultados en condiciones de cavitación siguen bastante fielmente el modelo de Nurick $C_d = C_c \sqrt{K}$ [15], mostrando una relación lineal con \sqrt{K} , de forma que a mayor nivel de cavitación (menor K) menor es el coeficiente de descarga.

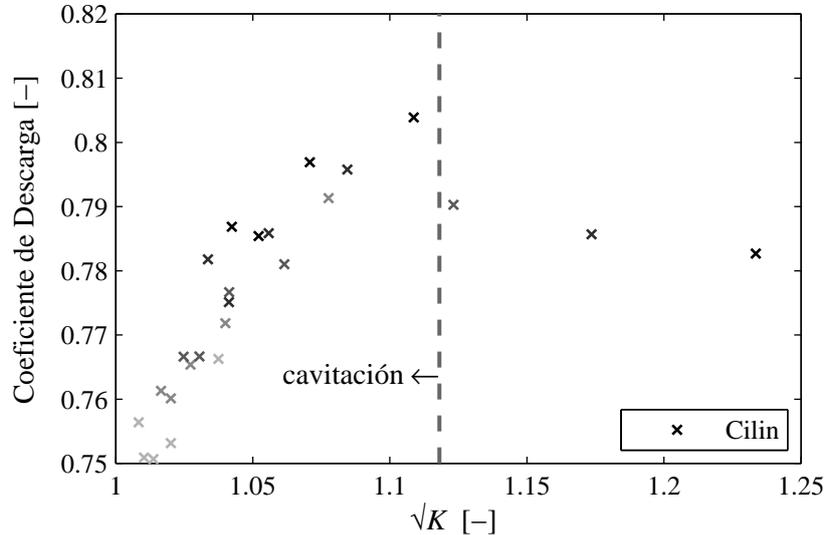


Figura 7.16: Coeficiente de Descarga respecto al número de cavitación.

En la figura se ha representado a su vez el número de cavitación crítico K_{crit} , mediante un línea vertical, el cual representa el valor de $K < K_{crit}$ a partir del cual aparecerá cavitación. Para esta tobera se ha encontrado un $K_{crit} \approx 1,28$, sin embargo éste sólo ha sido posible obtenerlo para la presión de inyección $p_i = 30$ MPa, ya que es la única presión en la que se dispone de puntos en ambas condiciones, con cavitación y sin cavitación. Probablemente, de acuerdo con los resultados de otros autores [16–19], el K_{crit} sea distinto para cada condición de presión de inyección.

Resultados de $fCdM$

En la figura 7.17 están representados los valores medios de $fCdM$ frente a la caída de presión para ambas toberas.

Para una situación en ausencia de cavitación el $fCdM$ se comporta linealmente con la caída de presión $\dot{M} \propto \Delta p$. Sin embargo, es curioso observar cómo tanto la tobera cónica (no cavitante) como la cilíndrica (cavitante) muestran este comportamiento. Éste es un resultado cuanto menos sorprendente y digno de destacar, ya que como hemos visto anteriormente el flujo másico sufre un colapso debido a la cavitación (ver figura 7.14) y el flujo de cantidad de mo-

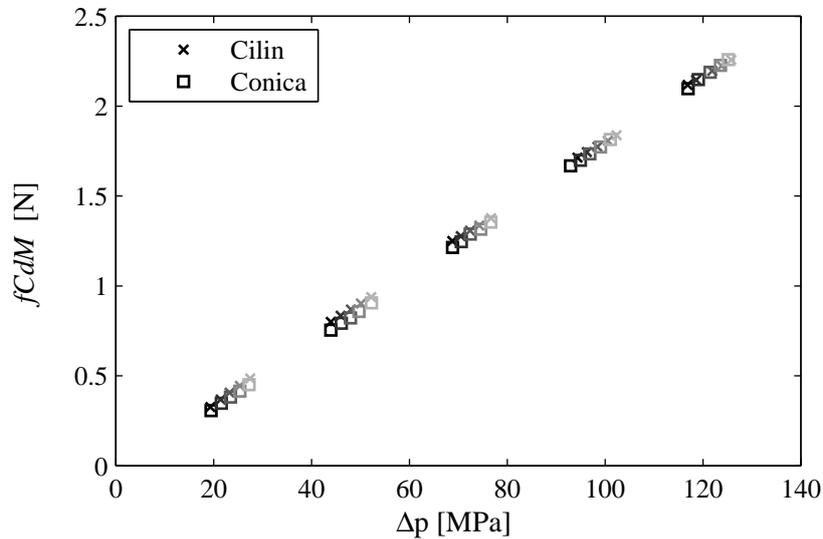


Figura 7.17: f_{CdM} respecto a salto de presiones

vimiento a primera vista se comporta como si no existiera cavitación, es decir proporcional al Δp sin sufrir ningún colapso apreciable.

Al igual que el caso del flujo másico estos datos se pueden adimensionalizar dividiendo el f_{CdM} real entre el teórico, obteniendo de este modo el coeficiente de f_{CdM} o momento C_m . En la figura 7.18 está representado el coeficiente de f_{CdM} respecto al número de Reynolds, y en la figura 7.19 el C_m respecto al número de cavitación.

Al igual que ocurría con el coeficiente de descarga, en el caso de flujo sin cavitación se puede apreciar un comportamiento creciente asintótico del coeficiente de f_{CdM} .

En el caso de la tobera cilíndrica, se puede apreciar cómo la cavitación provoca una pequeña disminución en el C_m . Sin embargo el descenso de C_m debido a la cavitación es mucho menos pronunciado que el ocurrido en el coeficiente de descarga. De hecho, este fenómeno no era apreciable en la figura 7.17 del f_{CdM} .

Resultados de velocidad de salida efectiva

A partir de los resultados de flujo másico y f_{CdM} se ha calculado la velocidad efectiva de salida del orificio. En la figura 7.20 se muestran los resultados

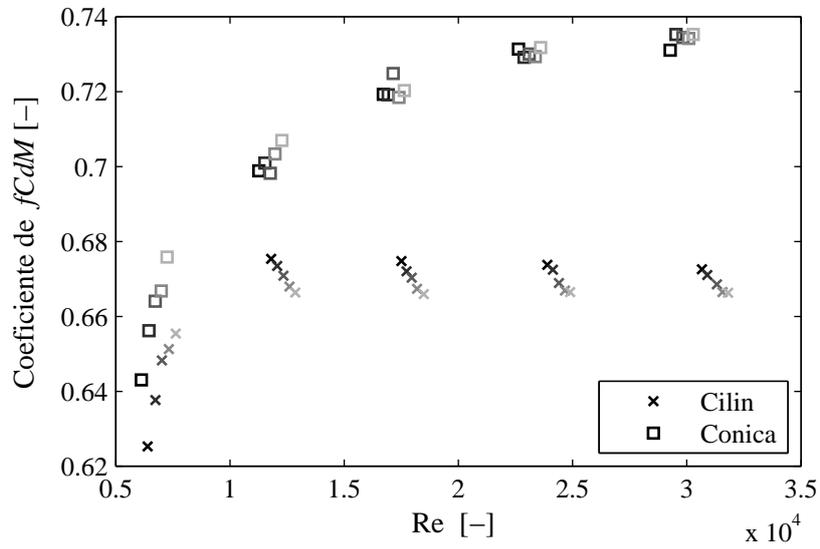


Figura 7.18: Coeficiente de $fCdM$ respecto al número de Reynolds.

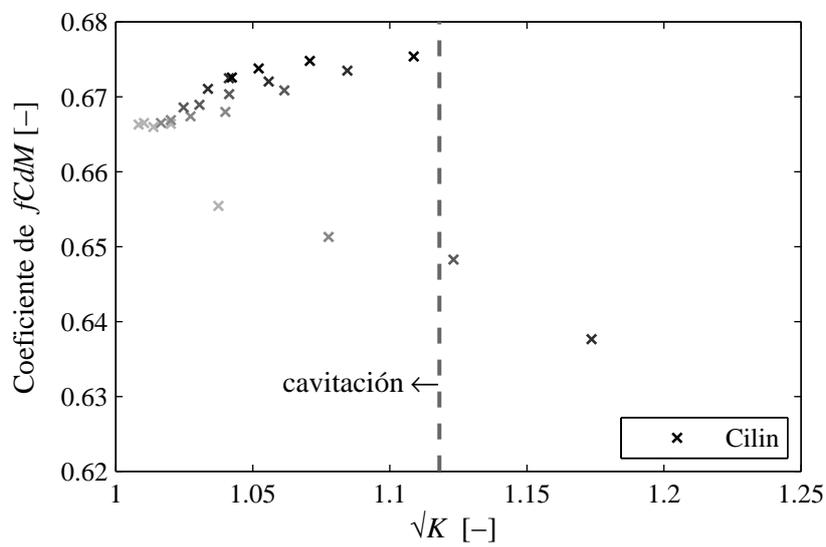


Figura 7.19: Coeficiente de $fCdM$ respecto al número de cavitación.

obtenidos para la velocidad efectiva frente a la raíz del salto de presiones.

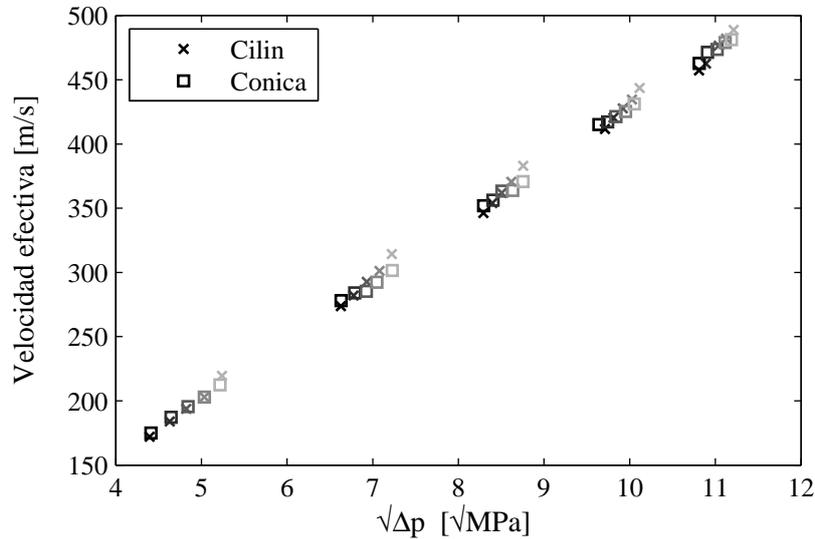


Figura 7.20: Velocidad efectiva en función del salto de presiones.

Al igual que ocurre con la tasa de inyección la velocidad en ausencia de cavitación se comporta proporcional a la raíz cuadrada de la caída de presión $u_{ef} \propto \sqrt{\Delta p}$. Éste es el comportamiento que se aprecia en la tobera cónica.

Sin embargo, en la tobera cilíndrica se puede apreciar cómo la velocidad efectiva sigue una dinámica ascendente al aparecer la cavitación y no la recta que teóricamente seguiría en ausencia de cavitación.

Procediendo de igual modo que anteriormente la velocidad se ha adimensionalizado dividiéndola entre la velocidad teórica de Bernoulli para el salto de presiones dado, obteniendo el coeficiente de velocidad, C_v . En las figuras 7.21 y 7.22 está representado este coeficiente respecto al número de Reynolds y el número de cavitación respectivamente.

Como se puede observar en estas figuras, para la tobera cónica en ausencia de cavitación, al igual que ocurría en el C_d y el C_m , el C_v tiene un comportamiento asintótico creciente. Sin embargo, tal como se puede ver en la tobera cilíndrica la cavitación provoca un aumento del C_v importante (ver figura 7.22).

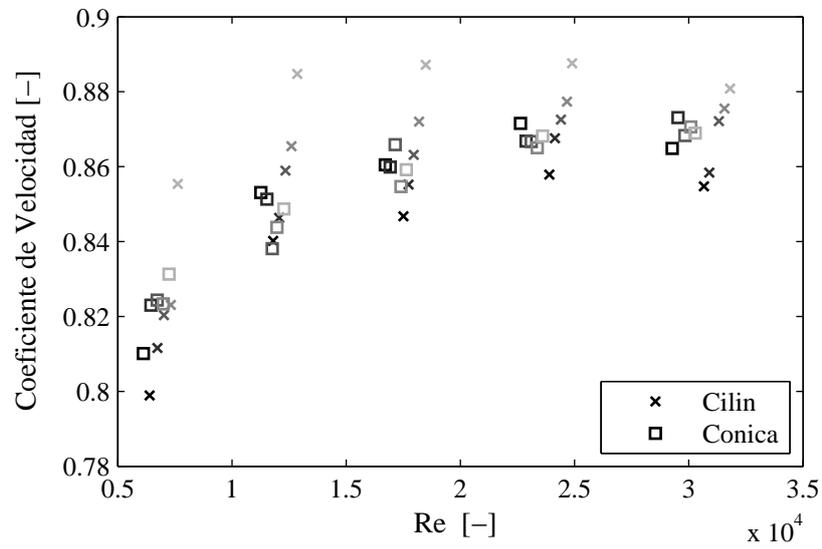


Figura 7.21: Coeficiente de Velocidad respecto al número de Reynolds.

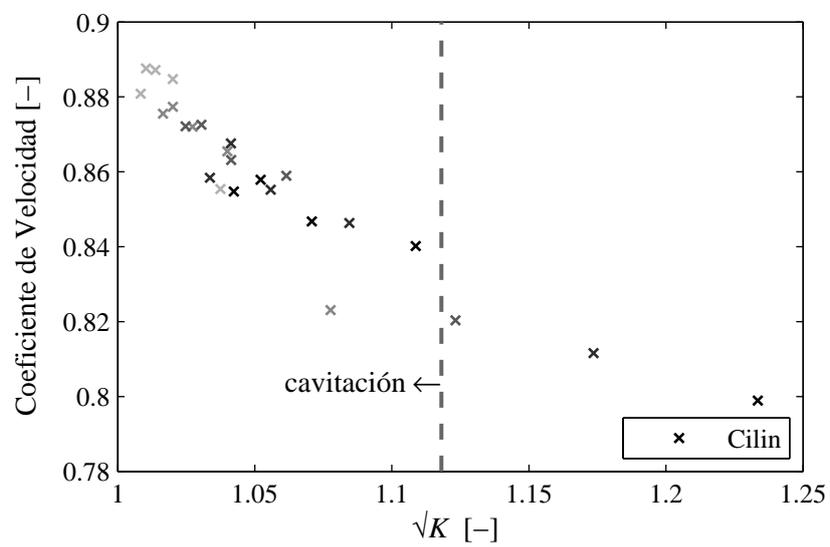


Figura 7.22: Coeficiente de Velocidad respecto al número de cavitación.

Resultados de área efectiva

Además de la velocidad efectiva con los resultados de flujo másico y $fCdM$ también se puede obtener el área y el diámetro efectivo. En la figura 7.23 está representado el diámetro efectivo respecto a la raíz de la caída de presión.

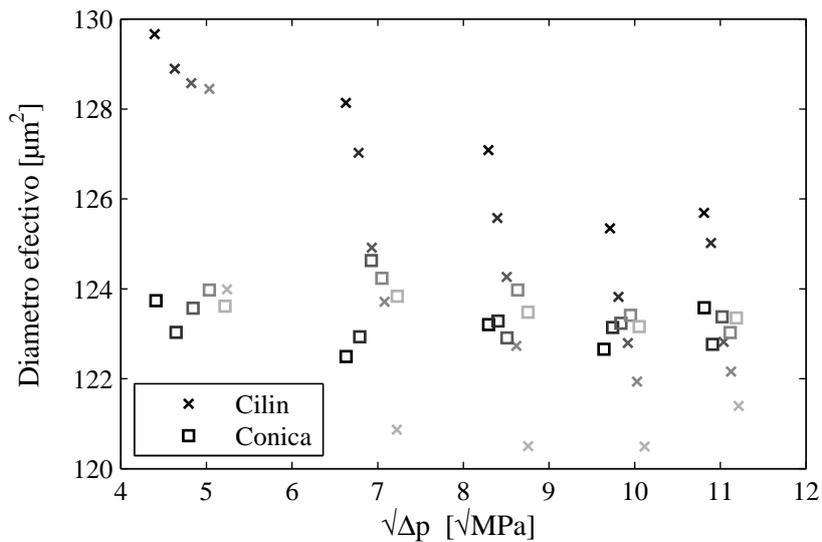


Figura 7.23: Diámetro efectivo en función del salto de presiones.

En esta figura se puede observar cómo en ausencia de cavitación (tobera cónica) el diámetro efectivo permanece más o menos uniforme, sin embargo en la tobera cilíndrica la aparición de cavitación provoca un descenso muy acusado en el diámetro efectivo. Este descenso es debido a la aparición de cavidades de vapor propias de la cavitación, las cuales provocan que la sección efectiva de paso de combustible líquido disminuya considerablemente.

Dividiendo el área efectiva entre el área geométrica, se calcula el coeficiente de área C_a , ecuación (3.12), el cual evalúa la pérdida de área efectiva que se produce respecto a la geométrica debido a la no uniformidad del perfil de velocidad pero sobre todo debido a reducción de la sección de paso de combustible líquido. En las figuras 7.24 y 7.25 está representado este coeficiente respecto al número de Reynolds y al número de cavitación respectivamente.

En estas figuras se puede observar cómo el valor de este coeficiente para la tobera cónica se mantiene más o menos constante y en un valor cercano a uno. Comparando este resultado con el anterior estudio sobre toberas convergentes,

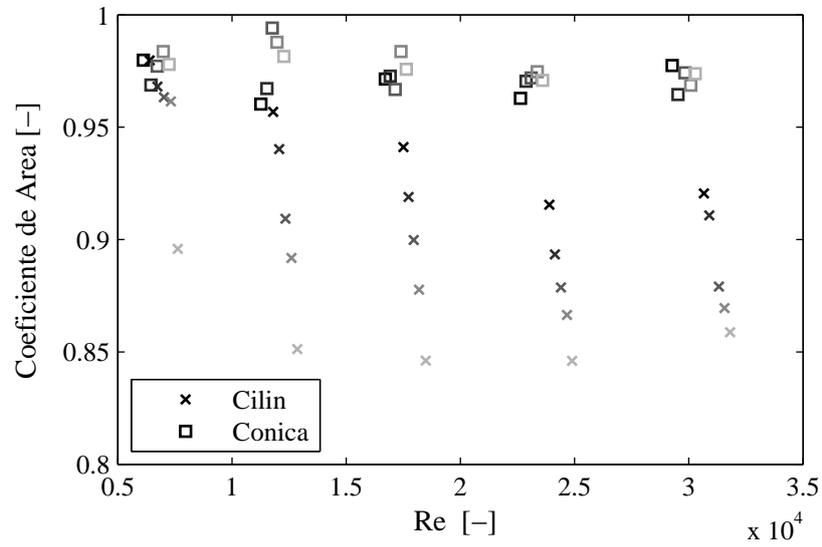


Figura 7.24: Coeficiente de Area respecto al número de Reynolds.

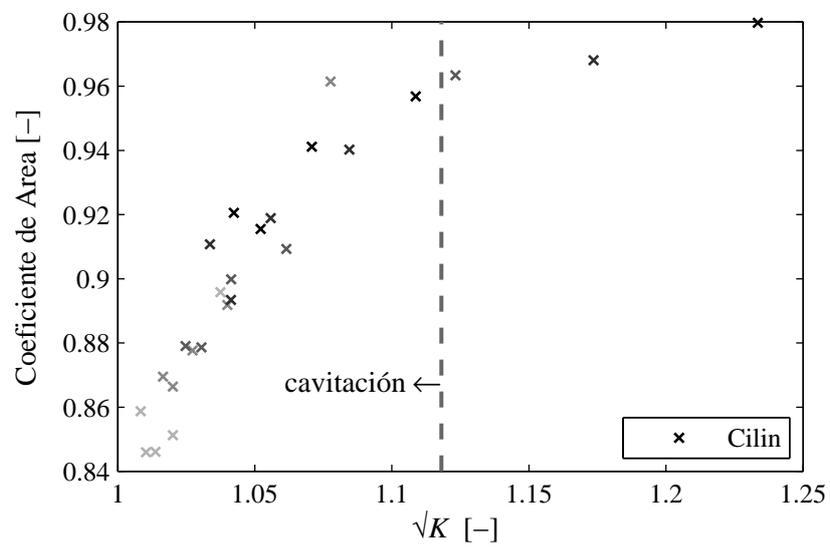


Figura 7.25: Coeficiente de Area respecto al número de cavitación.

se puede decir que la tobera cónica está en una situación de régimen turbulento para todos los puntos ensayados.

Sin embargo, en el caso de la tobera cilíndrica se puede apreciar cómo la aparición de la cavitación provoca una brusca caída de este coeficiente, debido a la porción de área que ocupa el vapor en la sección de salida del orificio.

7.3.2. Análisis de la influencia de la convergencia y los efectos de la cavitación

La convergencia de un orificio de inyección es un parámetro clave a la hora de diseñar una tobera, ya que proporciona la posibilidad de evitar o no la aparición de la cavitación. Como se esperaba en estos resultados en la tobera convergente no ha aparecido cavitación, mientras que sí lo ha hecho en la tobera cilíndrica.

Una vez aparece la cavitación, ésta altera completamente el comportamiento del flujo interno respecto al que tendría en un caso sin cavitación. El estudio realizado en esta sección permite comparar ambos tipos de comportamientos resaltando los efectos debidos a la cavitación.

Como se vio en el apartado §2.3.5 una de las consecuencias de la de cavitación es la aparición de un colapso en el flujo másico, de forma que el flujo másico obtenido es menor del que cabría esperar en una situación sin cavitación dado el salto de presiones al que está sometida la tobera.

Sin embargo, el $fCdM$ tiene un comportamiento prácticamente ajeno al hecho de que la tobera esté cavitando, es decir el $fCdM$ obtenido es similar al que cabría esperar dado el salto de presiones para una situación sin cavitación. Este comportamiento es ciertamente sorprendente ya que el $fCdM$ depende del flujo másico y éste ha disminuido considerablemente debido a la cavitación. Una posible explicación a este fenómeno es la disminución de los esfuerzos viscosos con la pared debido a la aparición de cavidades de vapor entre la pared y el líquido [20].

La obtención de la velocidad y el área efectiva a partir del $fCdM$ y el flujo másico, permite interpretar más claramente las consecuencias de la aparición de la cavitación. Así, teniendo en cuenta que $\dot{M} = \dot{m} u_{ef}$, al aparecer la cavitación la velocidad efectiva debe aumentar para compensar la disminución de flujo másico. Por otro lado, cuando aparece la cavitación, como cabría esperar, se produce una pérdida importante de área efectiva a la salida del orificio debido a la porción ocupada por las cavidades de vapor.

7.4. Conclusiones

En este capítulo se ha estudiado el flujo interno en el interior de los orificios. Para ello se ha empleado la medida de $fCdM$. La cual, a la postre, se ha mostrado como una interesante herramienta para este tipo de estudios, ya que, mediante ésta y la medida de flujo másico se puede estimar la velocidad y área efectiva, parámetros que, junto a los coeficientes adimensionales derivados de ellos, son de inestimable ayuda a la hora de analizar los fenómenos que tienen lugar en el interior de los orificios de inyección.

Empleando estas técnicas se han realizado dos estudios:

- En el primero, se ha realizado un estudio sobre toberas convergentes cada una con un diámetro de orificio diferente, y por lo tanto diferente relación longitud-diámetro. Debido a la ausencia de cavitación la cual hubiera enmascarado los resultados, se ha podido analizar la aparición y nivel de desarrollo de la turbulencia según varía el número de Reynolds, además de la influencia que sobre ésta tiene la diferente relación L/D de cada tobera.

Así, se ha podido comprobar cómo para altos números de Reynolds el flujo a la salida del orificio se encuentra en régimen turbulento completo dando como resultado un coeficiente de área alto cercano a la unidad. Mientras que para números de Reynolds menores $Re \lesssim 15000$, el flujo se encuentra en una situación de transición en la cual el régimen laminar y turbulento se alternan de forma intermitente en el tiempo. El factor de intermitencia γ determina el tiempo en el que el flujo está en régimen turbulento, por lo tanto, debido al perfil de velocidad uniforme del régimen turbulento, cuanto mayor es este parámetro mayor es el C_a . Los resultados experimentales para C_a en esta zona concuerdan con la teoría, de forma que cuanto mayor es el número de Reynolds mayor es γ , y cuanto mayor es la relación L/D mayor es también γ a la salida del orificio.

Otro efecto de la mayor relación L/D son las mayores pérdidas de carga debido al rozamiento con las paredes, efecto que se ve reflejado en un menor coeficiente de velocidad al aumentar este parámetro.

- En el segundo estudio, se ha realizado una comparación entre una tobera cilíndrica y por tanto cavitante, y otra convergente no cavitante. Mediante la comparación de ambas se han podido analizar los efectos que la aparición del fenómeno de cavitación tiene sobre el comportamiento del flujo interno.

Los resultados muestran cómo la aparición de cavitación provoca un colapso en el flujo másico, de forma que para una presión de inyección dada, el flujo másico permanece constante aunque se disminuya la presión de descarga (aumente la caída de presión), obteniendo un flujo másico inferior al que se hubiera obtenido en ausencia de cavitación.

Sin embargo, tal colapso es prácticamente inapreciable en los resultados de $fCdM$. Al observar el coeficiente de $fCdM$ se puede observar cómo la cavitación sí está disminuyendo el $fCdM$ aunque en un nivel muy inferior al flujo másico. Este resultado sólo puede ser consecuencia de una mayor velocidad efectiva del flujo a la salida del orificio.

Así pues, la cavitación provocará una disminución del área efectiva de paso a la salida del orificio debido al espacio ocupado por las cavidades de vapor, dejando menos área de paso al combustible líquido. Pero por otro lado, el flujo saldrá a mayor velocidad de lo que lo haría en condiciones de no cavitación.

La explicación de esta mayor velocidad se encuentra en las menores pérdidas por rozamiento con las paredes debidas a la interposición de las cavidades de vapor entre el núcleo del flujo líquido y las paredes del orificio.

Es necesario remarcar que sin el empleo de la técnica de medida de $fCdM$ desarrollada en la presente tesis, no hubiera sido posible realizar los análisis aquí mostrados.

7.A. Anexo: Metodología de cálculo de los parámetros del flujo interno

A continuación se presenta el procedimiento de cálculo de los distintos parámetros característicos del flujo interno. Éstos son la velocidad y área efectiva además de los diferentes coeficientes adimensionales: de descarga, de $fCdM$, de velocidad y de área. Todos ellos se obtienen a partir de las medidas de flujo másico y $fCdM$.

Las distintas fórmulas para calcular estos parámetros ya se definieron en los apartados §3.3.1 y §3.3.2. Sin embargo, realizar estos cálculos sobre un caso real debe hacerse con precaución debido a los siguientes inconvenientes:

- Las medidas de flujo másico y $fCdM$ están hechas en sistemas distintos y en momentos distintos. Esto provoca que, pese a emplear el mismo

sistema de inyección, puedan existir diferencias en las condiciones de presión empleadas en ambos ensayos.

- Debido al propio funcionamiento del sistema de inyección la temperatura del combustible aumentará al aumentar la presión de inyección exigida al sistema. Obviamente, esta variación de temperatura afectará a las propiedades del combustible, entre las cuales se encuentran algunas tan importantes como la densidad o la viscosidad, y por lo tanto, dificultará el cálculo exacto de los parámetros de flujo así como la posterior comparación entre las distintas presiones de inyección.

Mediante el siguiente procedimiento de cálculo se pretende evitar o minimizar estos efectos. A su vez éste sirve como guía para futuros análisis.

7.A.1. Determinación de las propiedades del combustible

A la hora de realizar los cálculos de los distintos parámetros de flujo es necesario conocer el valor correcto de la densidad y la viscosidad del combustible en la sección de salida del orificio. Sin embargo, para estimar estas propiedades es necesario conocer la temperatura a la que se encuentra el combustible^{II}. Desgraciadamente, conocer exactamente esta temperatura es prácticamente imposible con las técnicas actuales. La mejor pista acerca del valor de la temperatura del combustible a la salida del orificio se encuentra en la temperatura de combustible en el interior del tasímetro. Sin embargo, existen diferentes motivos que evitan que ésta coincida exactamente con la temperatura buscada debido a por ejemplo, las pérdidas de calor a través de las paredes del tasímetro, o el previsible calentamiento del combustible a causa del choque de los chorros contra el combustible del tasímetro.

La solución propuesta está basada en parte en la temperatura del tasímetro a distintas presiones de inyección para un gran número de ensayos, y en parte en la búsqueda de coherencia en los resultados. Así, se propone una relación de la temperatura del combustible a la salida del orificio, T_o como función de la presión de inyección según la siguiente ecuación

$$T_o = 7,86 + 0,35 p_i - 0,0002 p_i^2 \quad (7.1)$$

usando como unidades MPa para la presión y °C para la temperatura.

^{II}La presión también afecta a las propiedades del combustible, sin embargo para las variaciones en la presión de descarga empleadas en los ensayos de inyección (1 – 10 MPa) el efecto de la presión puede despreciarse [21].

El gasóleo empleado en los ensayos fue caracterizado previamente en el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, con la instrumentación adecuada, de forma que sus propiedades son conocidas en función de la temperatura. En la figura 7.26 está representada esta caracterización a partir de la cual se obtuvieron las siguientes relaciones para la densidad y la viscosidad cinemática.

$$\rho_f = 884,9 - 17,54 \ln T \quad (7.2)$$

$$\nu_f = 10,55 - 2,103 \ln T \quad (7.3)$$

con la temperatura en °C, la densidad en kg/m^3 y la viscosidad en mm^2/s .

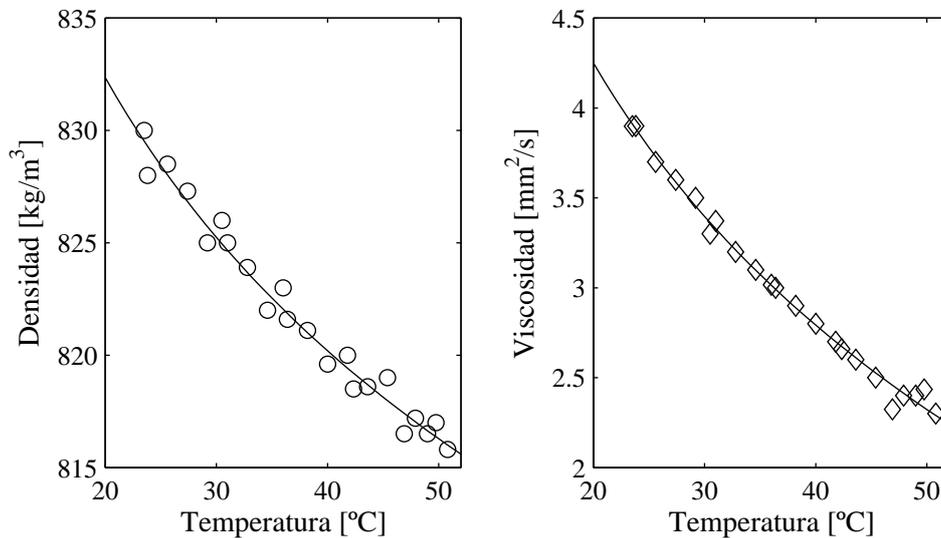


Figura 7.26: Caracterización de la densidad y viscosidad cinemática del combustible en función de la temperatura.

Una vez estimada la temperatura a partir de la presión de inyección, la densidad y la viscosidad se calculan a partir de estas relaciones.

La densidad calculada se empleará en los cálculos de los parámetros del flujo, mientras que la viscosidad se utilizará para el cálculo del número de Reynolds.

7.A.2. Eliminación del efecto de las presiones distintas en flujo másico y $fCdM$

Si existe diferencia entre las presiones a las cuales se han realizado los ensayos de flujo másico y $fCdM$, al calcular la velocidad y área efectiva directamente con el $fCdM$ y el flujo másico (ecuaciones (3.8) y (3.9)) se producirá inevitablemente un error, ya que estos últimos dependen directamente de la caída de presión. Este error será tanto mayor cuanto más diferencia exista entre las presiones de los dos ensayos.

Para evitar este problema, se seguirá el siguiente procedimiento:

1. Cálculo de los coeficientes de descarga y $fCdM$ según las ecuaciones (3.13) y (3.14), las cuales se repiten a continuación.

$$C_d = \frac{\dot{m}}{A_o \sqrt{2 \rho_f \Delta p}} \quad (7.4)$$

$$C_m = \frac{\dot{M}}{2 A_o \Delta p} \quad (7.5)$$

Empleando en este cálculo la caída de presión que corresponda a cada ensayo. El interés de calcular estos coeficientes radica en que éstos son básicamente independientes de las condiciones de presión, eliminado por lo tanto el efecto de las posibles diferencias entre los ensayos.

2. Cálculo de los coeficientes de velocidad y área a partir de los coeficientes de descarga y $fCdM$. Los cuales están relacionados según las siguientes ecuaciones

$$C_v = \frac{C_m}{C_d} \quad (7.6)$$

$$C_a = \frac{C_d^2}{C_m} \quad (7.7)$$

3. Cálculo de la velocidad y el área efectiva a partir los coeficientes calculados. Para el cálculo de velocidad teórica se tomará como caída de presión el promedio de ambos ensayos. Así pues, la velocidad efectiva se calcula como

$$u_{ef} = C_v u_{teo} = C_v \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho_f}} . \quad (7.8)$$

Mientras que el área efectiva se hallará a partir del área geométrica como

$$A_{ef} = C_a A_o . \quad (7.9)$$

7.B. Anexo: Teoría de capa límite en régimen laminar aplicada a orificios de inyección

Teniendo en cuenta el gran radio de acuerdo a la entrada de las toberas empleadas en el estudio de la sección §7.2, en todos los casos $r/D > 0,3$, es muy posible que no se produzca el fenómeno de separación de capa límite a la entrada del orificio. Este hecho queda refrendado por el alto valor de los coeficientes de descarga y velocidad hallados, lo cual indica que las pérdidas de carga a al entrada del orificio han sido pequeñas.

El valor del coeficiente de área depende, en ausencia de cavitación, del perfil de velocidad a la salida del orificio. En régimen laminar este perfil dependerá del grosor de la capa límite, la cual crecerá pegada a la pared debido al rozamiento. La velocidad en la capa límite tendrá perfil parabólico, mientras que en la corriente central del flujo la velocidad será aproximadamente constante. Esta situación está representada en la figura 7.27.

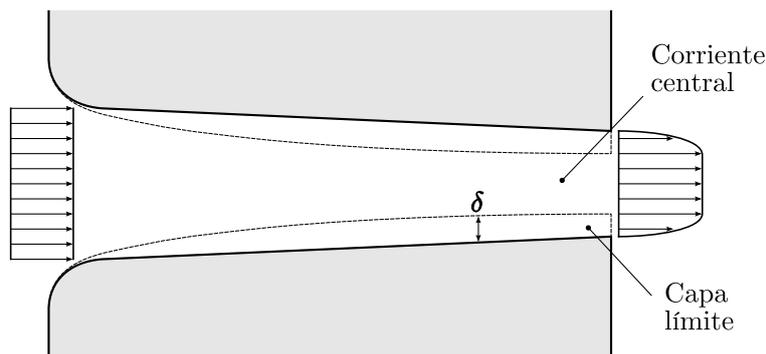


Figura 7.27: Crecimiento de capa límite laminar en el interior del orificio de inyección para una tobera cónica.

El grosor de la capa límite laminar depende básicamente de la velocidad del fluido y la distancia recorrida, según la siguiente relación

$$\delta \propto \sqrt{\frac{\nu x}{u}} . \quad (7.10)$$

Así, a mayor velocidad menor será el grosor de ésta, mientras que a mayor distancia recorrida el grosor será mayor. Otro factor que puede tener su influencia es la convergencia del orificio, ya que al producirse una aceleración del fluido conforme el área del orificio disminuye, el grosor de la capa disminuirá debido a esta mayor velocidad.

La relación entre el grosor de la capa límite y el diámetro del orificio δ/D , obtenida a partir de la ecuación (7.10) y teniendo en cuenta el número de Reynolds, queda como

$$\frac{\delta}{D} \propto \sqrt{\frac{1}{Re} \frac{L}{D}}. \quad (7.11)$$

Obviamente, teniendo en cuenta el perfil de velocidad, cuanto mayor sea esta relación menor será el C_a .

Comparando esta relación con los resultados obtenidos en el estudio de influencia del diámetro (figura 7.9) se observa cómo efectivamente, en todas las toberas, al aumentar el Re aumenta el C_a (disminuye δ).

Sin embargo, no ocurre lo mismo con la influencia de la relación L/D . Según la ecuación (7.11) el C_a debería ser mayor para las toberas con menor L/D , sin embargo los resultados muestran un comportamiento totalmente contrario.

De este análisis se puede concluir que para los Re utilizados en este estudio las toberas no se encuentran en régimen laminar en ninguno de los puntos.

Bibliografía

- [1] POTZ, D., W. CHIRST, y B. DITTUS: «Diesel nozzle: The determining interface between injection system and combustion chamber», en «THIESEL 2000 Conference on Thermo and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines», 2000.
- [2] MACIÁN, V., V. BERMUDEZ, R. PAYRI, y J. GIMENO: «New technique for determination of internal geometry of a diesel nozzle with the use of silicone methodology», *Experimental Techniques*, 27 (2003), nº 2, 39–43.
- [3] BARRERO RIPOLL, A., y M. PÉREZ-SABORID SÁNCHEZ-PASTOR: *Fundamentos y aplicaciones de la mecánica de fluidos*, McGraw-Hill/Interamericana de España, D.L., 2005.
- [4] LICHTAROWICZ, A. K., R. K. DUGGINS, y E. MARKLAND: «Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices», *J. Mech. Engng Sci.*, 7 (1965), nº 2.
- [5] FOX, T., y J. STARK: «Characteristics of miniature short-tube orifice flows», *Proc. Inst. Mech Engrs*, 203 (1989), 351–357.
- [6] FOX, T., y J. STARK: «Discharge coefficients for miniature fuel injectors», *Proc. Inst. Mech Engrs*, 203 (1989), 75–78.

- [7] VON KUENSBERG SARRE, C., S.-C. KONG, y R. D. REITZ: «Modeling the effects of injector nozzle geometry on diesel sprays», *SAE Paper 1999-01-0912*, (1999).
- [8] ROTTA, J.: «Experimenteller Beitrag zur Entstehung turbulenter Strömung im Rohr», *Ingenieur-Archiv*, 24 (1956), nº 4, 258–281.
- [9] SCHLICHTING, H.: *Boundary-Layer Theory*, Springer, 2000.
- [10] 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.
- [11] SCHMIDT, D. P., y M. L. CORRADINI: «The internal flow of Diesel fuel injector nozzles: a review», *Int J Engine Research. JER 00201 ImechE*, 2 (2001), nº 6.
- [12] DUMONT, N., O. SIMONIN, y C. HABCHI: «Cavitating flow in Diesel injectors and atomization: a bibliographical review», *In 8th International Congress on Liquid Atomization and Spray Systems, Pasadena, California, July*, (2000).
- [13] PAYRI, R., J. GARCIA, F. SALVADOR, y J. GIMENO: «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics», *Fuel*, 84 (2005), nº 5, 551–561.
- [14] DIVER, C., J. ATKINSON, B. BEFRUI, H. J. HELML, y L. LI: «Improving the geometry and quality of a micro-hole fuel injection nozzle by means of hydroerosive grinding», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers – Part B – Engineering Manufacture*, 221 (2007), nº 1, 1–9.
- [15] NURICK, W. H.: «Orifice cavitation and its effects on spray mixing», *Journal of fluids engineering*, 98 (1976), 681–687.
- [16] PAYRI, F., V. BERMÚDEZ, R. PAYRI, y F. SALVADOR: «The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles», *Fuel*, 83 (2004), 419–431.
- [17] PAYRI, R., X. MARGOT, y F. SALVADOR: «A Numerical Study of the influence of Diesel nozzle geometry on the inner cavitating flow», *SAE Paper 2002-01-0215*, (2002).

-
- [18] PAYRI, R., C. GUARDIOLA, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «Critical cavitation number determination in diesel injection nozzles», *Experimental Techniques*, 28 (2004), nº 3, 49–52.
- [19] MACIÁN, V., R. PAYRI, X. MARGOT, y F. J. SALVADOR: «A CFD Analysis of the influence of diesel nozzle geometry on the inception of cavitation», *Atomization and Sprays*, 13 (2003), 579–604.
- [20] SCHMIDT, D. P., y M. . L. CORRADINI: «Analytical prediction of the exit flow of cavitating orifices», *Atomization and Sprays*, 7 (1997), nº 6, 603–616.
- [21] RODRÍGUEZ-ANTÓN, L., y J. CASANOVA-KINDELAN: «High Pressure Physical Properties of Fluids used in Diesel injection systems», *SAE Paper 2000-01-2046*, (2000).

Capítulo 8

Estudio del comportamiento del chorro de inyección

8.1. Introducción

En este capítulo se va a realizar un completo estudio del comportamiento del chorro de inyección a nivel macroscópico, es decir, analizando la penetración y el ángulo de apertura del chorro.

Para ello, se han realizado una serie de ensayos de visualización sobre las mismas toberas empleadas en el estudio de la influencia del diámetro del capítulo anterior, sección §7.2, que si recordamos son tres toberas axisimétricas con orificios convergentes siendo la diferencia entre ellas el diámetro de los orificios.

Puesto que las características del flujo interno son conocidas, gracias al estudio realizado en el capítulo anterior, se va a poder establecer la relación entre estos resultados y los obtenidos del comportamiento del chorro, de forma que la influencia del flujo interno sobre el comportamiento del chorro quede claramente definida, permitiendo dar respuesta a las peculiaridades de este comportamiento.

A la hora de estudiar el chorro de inyección, el $fCdM$ no sólo es útil debido a que permite una caracterización muy profunda del flujo interno, sino que además el propio comportamiento del chorro está controlado por el $fCdM$, tal como establecen numerosos estudios sobre chorros [1]. Así pues, en el primer

apartado, se va a plantear un modelo de caracterización del chorro justamente basado en el *fCdM*. Este modelo será empleado en el posterior análisis de los resultados obtenidos mediante los ensayos de visualización.

8.2. Modelización de la penetración del chorro mediante el *fCdM*

El modelo que se va a emplear para la caracterización de la penetración del chorro es el planteado por Naber y Siebers [2], aunque con ligeras modificaciones. Este modelo diferencia entre dos regiones de comportamiento distinto: *inicial o transitoria*, caracterizada por un comportamiento lineal con el tiempo de la penetración $S \propto t$; y la región de *chorro desarrollado* donde la penetración se comporta proporcional a la raíz cuadrada del tiempo $S \propto \sqrt{t}$. La expresión planteada por Naber y Siebers viene en dos tramos como:

– Si $t < t_r$:

$$S(t) = C_v \sqrt{\frac{2 \Delta p}{\rho_f}} t \quad (8.1)$$

– Si $t \geq t_r$:

$$S(t) = \frac{C_v^{1/2} (2 C_a)^{1/4}}{(a \tan \theta/2)^{1/2}} \rho_a^{-1/4} \Delta p^{1/4} D_o^{1/2} t^{1/2} \quad (8.2)$$

donde

$$t_r = \frac{(2 C_a)^{1/2}}{C_v a \tan \theta/2} \frac{\rho_f D_o}{(\rho_a \Delta p)^{1/2}}. \quad (8.3)$$

La evolución de la penetración en estas zonas o tramos ha sido observada por numerosos autores [2–7] como ya se comentó en el apartado §2.4.3.

La elección de este modelo se debe a que, a diferencia de otros como por ejemplo los planteados por Hiroyasu y Arai [3] o Wakuri y otros [8], tiene en cuenta parámetros del flujo interno muy relacionados con el *fCdM* como son el coeficiente de velocidad y de área. De hecho, Naber y Siebers [2] emplean la medida de *fCdM* para calcular estos coeficientes del mismo modo que en la presente tesis.

Estas expresiones provienen de considerar el *fCdM* y la velocidad efectiva, en las expresiones de la región desarrollada e inicial respectivamente. En

efecto, sabiendo que el $fCdM$ se puede expresar como $\dot{M} = C_a C_v^2 2 A_o \Delta p$ (ecuaciones (3.14) y (3.17)), la ecuación (8.2) se puede escribir como

$$S = k_p \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)^{-1/2} \rho_a^{-1/4} \dot{M}^{1/4} t^{1/2}, \quad (8.4)$$

en donde, tanto los coeficientes C_a y C_v , como el diámetro del orificio D_o y salto de presión Δp , están englobados dentro del valor del $fCdM$, \dot{M} . En esta expresión se ha añadido la *constante de penetración* k_p , sustituyendo a la constante a empleada en la ecuación (8.2). La equivalencia entre ambas es $a = 1 / (k_p^2 \sqrt{\pi})$.

Desantes y otros [9], mediante un desarrollo teórico además de constatarlo experimentalmente, obtienen un valor para la constante de penetración de $k_p = 1,26$, siendo este valor independiente tanto de las condiciones de inyección como de la geometría de la tobera de inyección.

Esta expresión, incluyendo k_p , ha sido utilizada previamente en numerosos trabajos realizados en el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos como por ejemplo [5, 7, 9–12].

Para la zona inicial se va a emplear la expresión (8.5). La cual se ha obtenido a partir de la ecuación (8.1) sabiendo que la velocidad efectiva puede expresarse como $u_{ef} = C_v \sqrt{2 \Delta p / \rho_f}$.

$$S = k_i u_{ef} t. \quad (8.5)$$

En esta ecuación se ha añadido una nueva constante k_i . Según Naber y Siebers [2] el valor de esta constante podría depender de la velocidad de apertura del inyector. En la ecuación (8.1) no aparece esta constante ya que en los ensayos de realizados por Naber y Siebers, los tiempos de apertura del inyector son prácticamente nulos, por lo que en su caso $k_i = 1$.

Por último, el tiempo de transición entre la zona inicial y la desarrollada en función del $fCdM$ y la velocidad efectiva, se obtiene operando con las relaciones anteriores quedando como

$$t_r = \frac{k_p^2}{k_i^2 \tan \theta / 2} \frac{\sqrt{\dot{M}}}{\sqrt{\rho_a} u_{ef}^2}. \quad (8.6)$$

8.3. Toberas estudiadas y plan de ensayos

El estudio del comportamiento del chorro se va a realizar utilizando el mismo juego de toberas usadas en la sección §7.2 para el estudio del flujo

interno, el cual si recordamos, está compuesto de tres toberas de tipo saco con un solo orificio convergente en posición axisimétrica, las cuales únicamente se diferencian en el diámetro del orificio, ver tabla 7.1.

Plan de ensayos

En el estudio de los chorros de inyección uno de los parámetros que más afectan al comportamiento del chorro es la densidad del gas en el cual se inyecta [1], por lo que éste será uno de los parámetros a controlar. Este hecho obliga a mantener la temperatura controlada y conseguir la variación de densidad mediante la variación de la presión de descarga. Esto contrasta con el estudio del flujo interno, realizado en el capítulo 7, donde la densidad del medio de descarga no era un parámetro tenido en cuenta, ya que no influye sobre la medida, por lo que únicamente se controlaba la presión de descarga.

El plan de ensayos seleccionado para realizar este estudio consta de tres presiones de inyección y cinco densidades de gas de descarga distintas, logradas mediante cinco presiones de descarga distintas. La temperatura del gas se ha mantenido constante a 33°C. El tiempo de excitación elegido es de 2000 μs , tiempo más que suficiente para estudiar el chorro teniendo en cuenta que el campo de medida está limitado a unos 65 mm. Los datos del plan de ensayos son los siguientes:

Presión de inyección	30 - 80 - 130 MPa
Densidad del gas	10 - 15,5 - 25,4 - 32,5 - 40 kg/m^3
Contrapresión	0,81 - 1,31 - 2,21 - 2,85 - 3,53 MPa
Tiempo de excitación	2000 μs

Los puntos de este plan de ensayos¹ no coinciden exactamente con los utilizados en el estudio de flujo interno (página 141). Para realizar los diferentes análisis que relacionan el flujo interno con el chorro es necesario conocer los parámetros del flujo interno. Éstos se han obtenido, para cada nueva caída de presión, a partir de los resultados de $fCdM$ y flujo másico (figuras 7.5 y 7.3) mediante un ajuste cuadrático en cada una de las toberas. El resto de parámetros y coeficientes se han calculado a partir de los valores de $fCdM$ y flujo másico obtenido.

¹Estas presiones y densidades fueron seleccionadas para coincidir con unos ensayos de PDPA sobre la maqueta de SF_6 , que no forman parte de la presente tesis.

8.4. Procesado de los ensayos de visualización

Los ensayos de visualización se realizan tomando fotografías del chorro o chorros de inyección con un tiempo de exposición lo suficiente pequeño como para congelar el chorro en la imagen, obteniendo una única foto por cada inyección. El instante en que las imágenes son tomadas se va variando a lo largo del ensayo, con el fin de obtener la evolución del chorro desde la salida de la tobera hasta que supera los límites visuales de la maqueta.

En el presente estudio, para cada punto ensayado, se han realizado un total de cinco repeticiones por cada instante, con un intervalo de tiempo entre instantes de 25 μ s.

En las figuras 8.1 y 8.2 se pueden observar diferentes secuencias de imágenes del chorro para cada una de las toberas y para dos densidades de cámara distintas.

Todas las imágenes obtenidas son procesadas tal como se explica en la sección §6.4.1. Para ello primero se obtiene el contorno del chorro, y posteriormente a partir de este contorno se extraen los diferentes parámetros macroscópicos del chorro, como la penetración o el ángulo del chorro, para su posterior análisis.

8.5. Resultados obtenidos

A continuación se muestran los resultados obtenidos en los ensayos de visualización, comenzando con la penetración y siguiendo con el ángulo de apertura del chorro.

8.5.1. Resultados de penetración

En las figuras 8.3, 8.4 y 8.5 están representados el total de los resultados de penetración del chorro en función del tiempo para las presiones de inyección de 30, 80 y 130 MPa respectivamente. Las siguientes figuras se han confeccionado mediante el valor promedio para cada instante del parámetro estudiado. Además también se ha representado mediante una barra (figura 8.3 esquina superior izquierda) la media de las desviaciones típicas de cada instante, de los datos contenidos en cada una de las gráficas.

En estas figuras se puede observar claramente la evolución del chorro diferenciada en dos zonas tal como se expuso en el apartado §8.2:

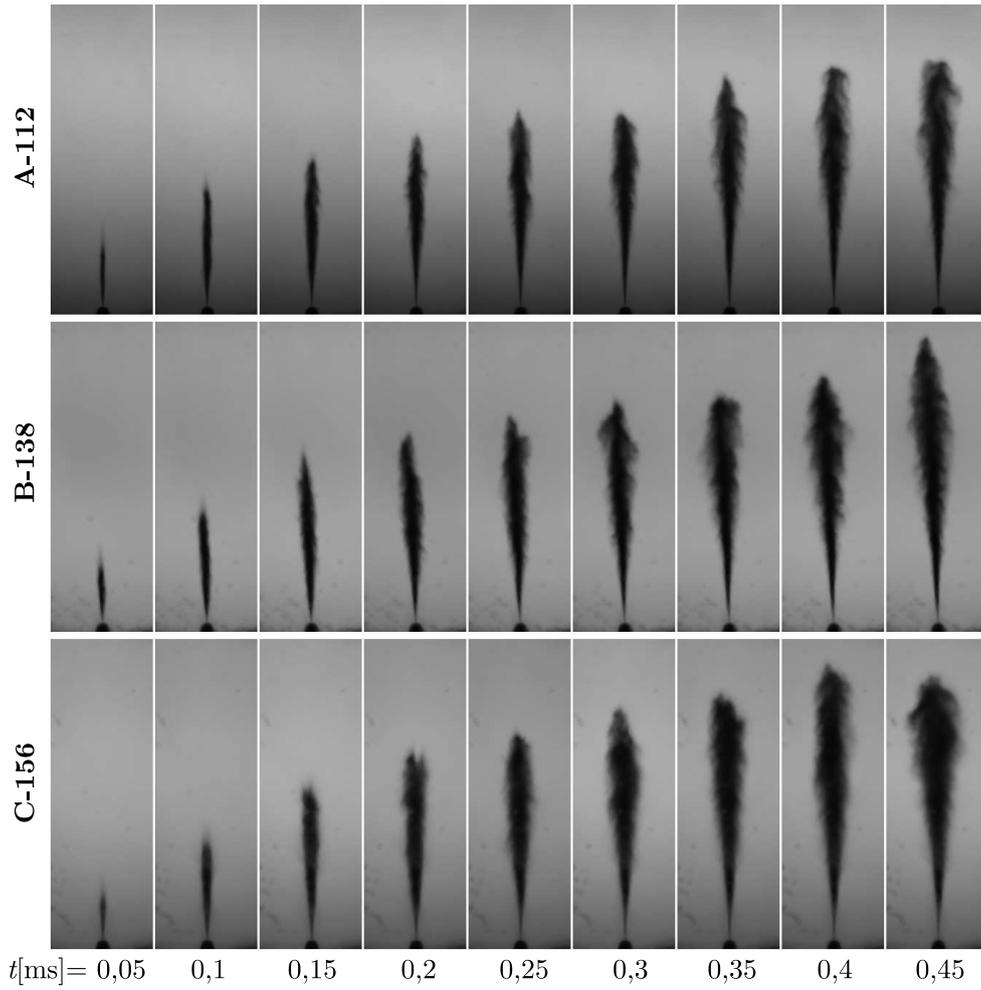


Figura 8.1: Imágenes de la evolución del chorro para el punto $p_i = 80$ MPa $\rho_a = 10 \text{ kg/m}^3$.

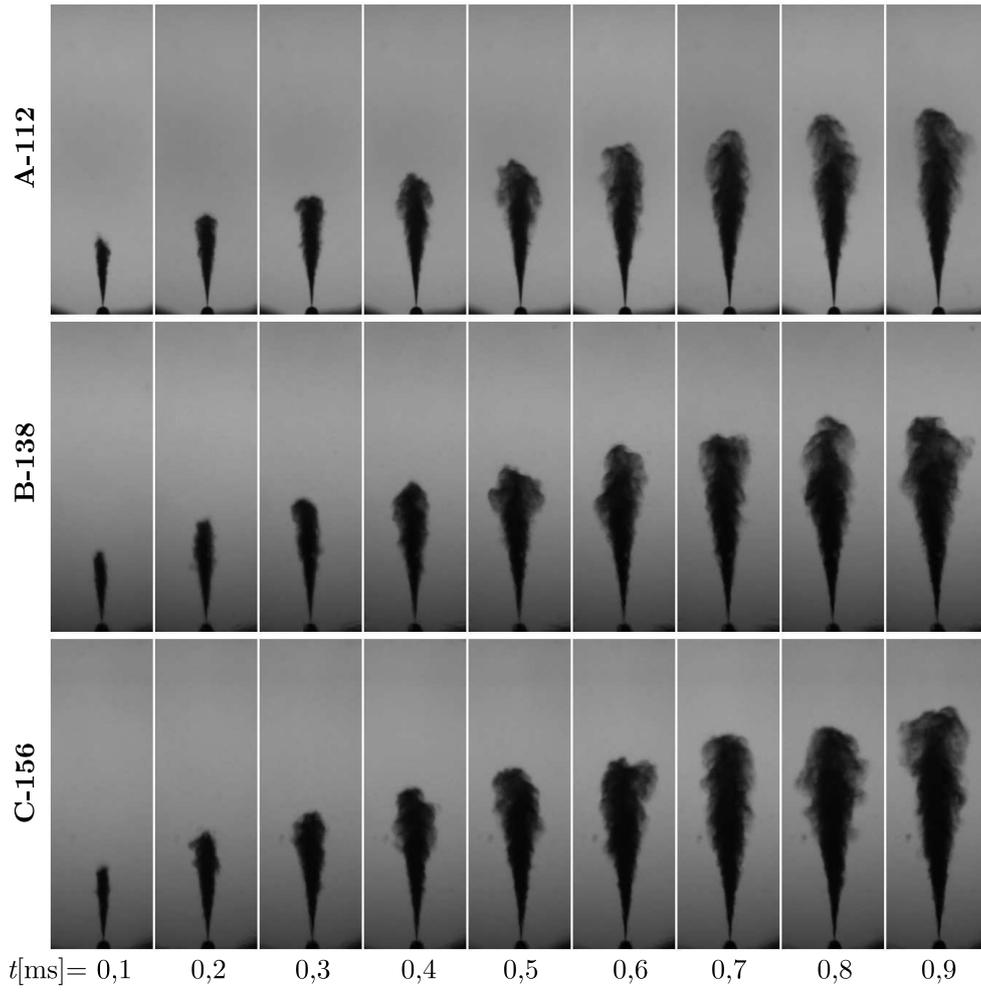


Figura 8.2: Imágenes de la evolución del chorro para el punto $p_i = 80$ MPa $\rho_a = 40$ kg/m³.

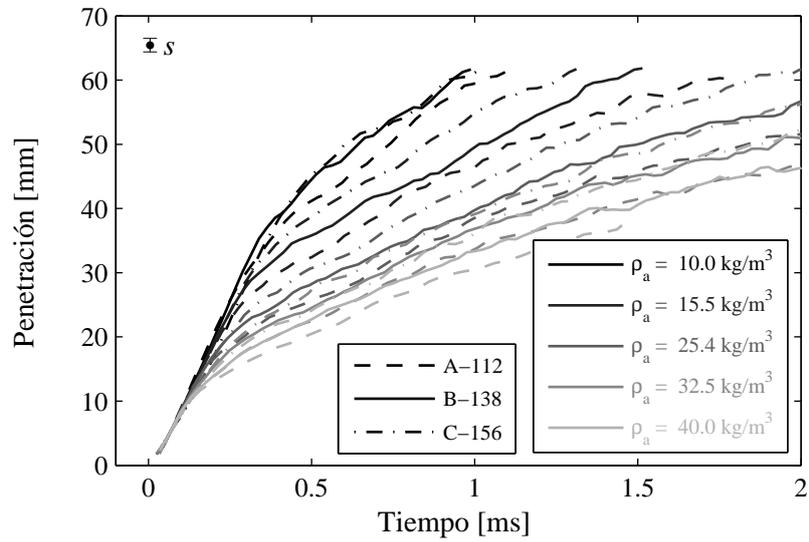


Figura 8.3: Penetración del chorro. Puntos a una misma presión de inyección $p_i = 30$ MPa.

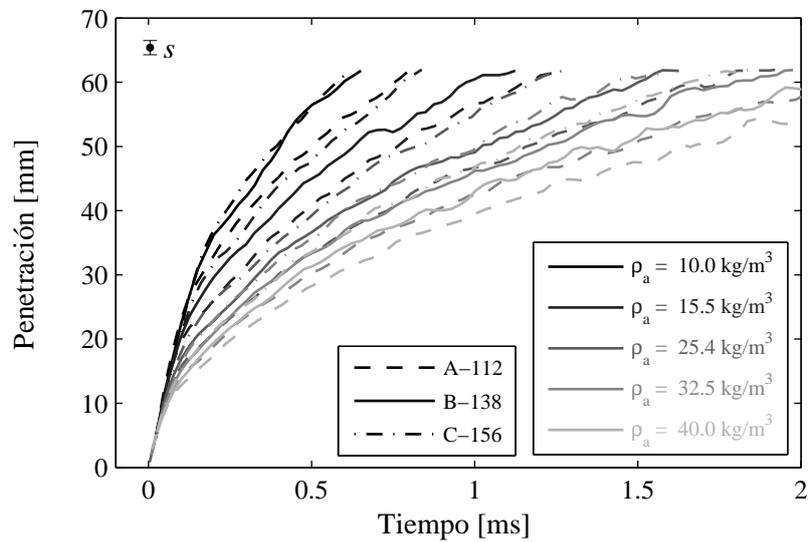


Figura 8.4: Penetración del chorro. Puntos a una misma presión de inyección $p_i = 80$ MPa.

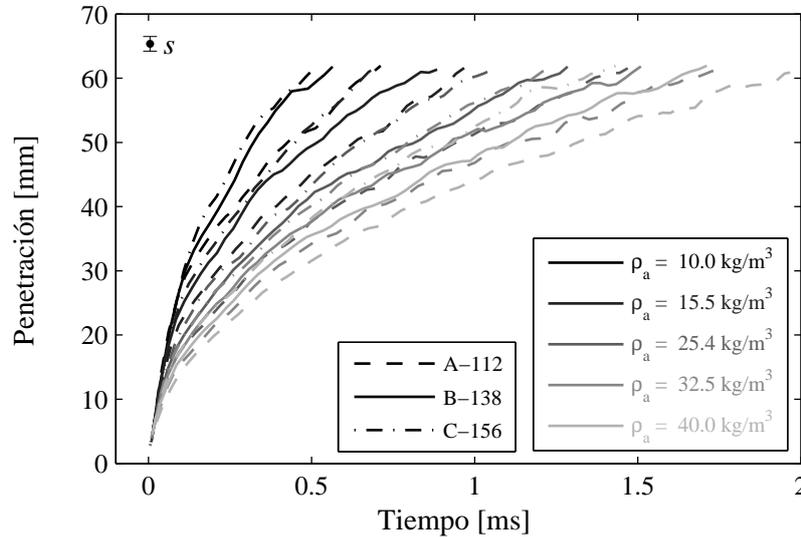


Figura 8.5: Penetración del chorro. Puntos a una misma presión de inyección $p_i = 130$ MPa.

- *Zona inicial o transitoria.* En esta zona la penetración del chorro es lineal con el tiempo, $S \propto t$. Además, tal como se puede apreciar, esta zona no parece depender del diámetro de la tobera, y la influencia de la densidad parece pequeña.
- *Zona chorro desarrollado.* En esta zona la penetración deja de ser lineal con el tiempo para pasar a depender según $S \propto t^{1/2}$. A diferencia de la *zona inicial*, en esta zona la penetración del chorro depende claramente tanto del diámetro de la tobera como de la densidad del gas.

A continuación se presentan una serie de casos en los cuales se han aislado el efecto de cada uno de los parámetros: diámetro del orificio, densidad del gas y presión de inyección, con el fin de observar mejor la influencia de éstos.

Influencia de la geometría

En las figuras 8.6 y 8.7 están representadas las penetraciones de las tres toberas para un punto en particular. En estas figuras se observa más claramente si cabe, lo dicho anteriormente. La zona transitoria no depende del diámetro del orificio, por lo que se podría deducir que depende de la velocidad de salida

y no del $fCdM$ o diámetro [3]. Mientras en que la zona de chorro desarrollado a mayor diámetro, mayor $fCdM$ y mayor es la penetración.

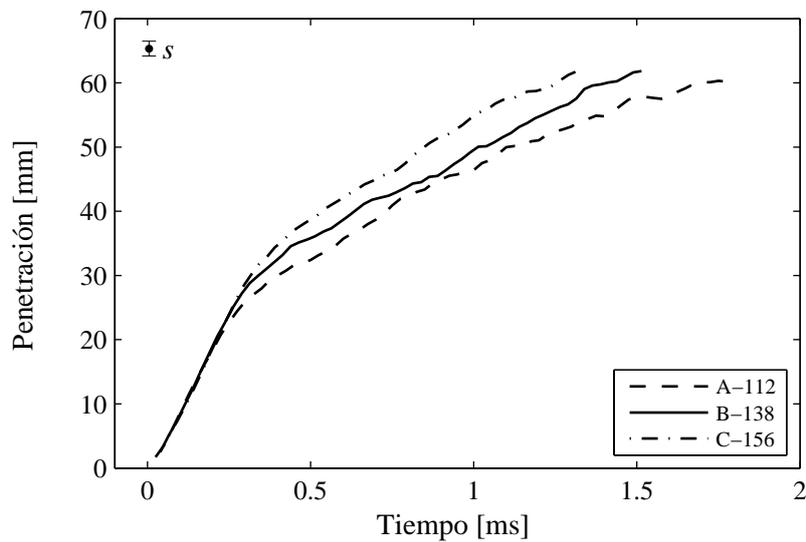


Figura 8.6: Penetración del chorro. Comparación entre toberas para el punto $p_i = 30 \text{ MPa}$ $\rho_a = 15,5 \text{ kg/m}^3$.

Influencia de la densidad del gas

En las figuras 8.8 y 8.9 se puede observar la influencia de la densidad del gas sobre la penetración. En la zona de chorro desarrollado se puede apreciar la gran influencia que tiene la densidad, así a mayor densidad menor penetración. En la zona transitoria el efecto de la densidad no parece ser tan grande como en la zona desarrollada, aunque sí que parece tener influencia a diferencia de lo que otros autores han encontrado [2, 3].

Influencia de la presión de inyección

En las figuras 8.10 y 8.11 se puede observar la influencia de la presión de inyección sobre la penetración. Como cabría esperar, cuanto mayor es la presión de inyección mayor es la penetración tanto en la zona inicial como en la desarrollada.

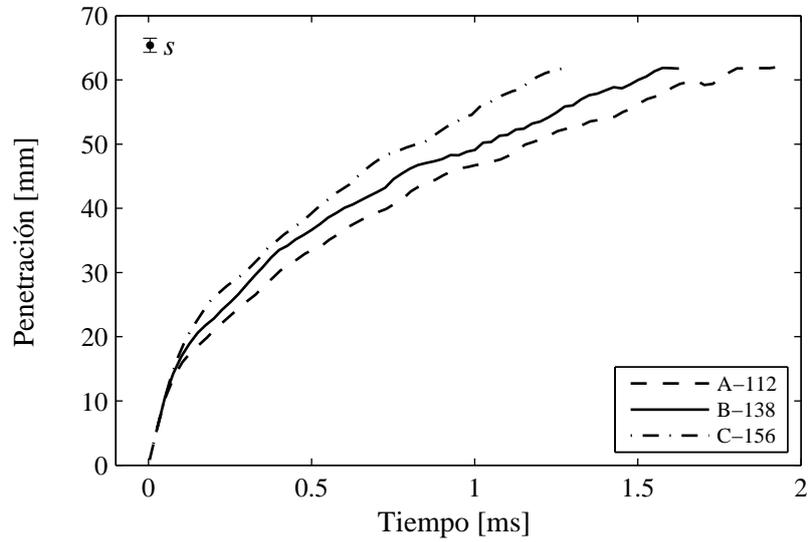


Figura 8.7: Penetración del chorro. Comparación entre toberas para el punto $p_i = 80 \text{ MPa}$ $\rho_a = 25,4 \text{ kg/m}^3$.

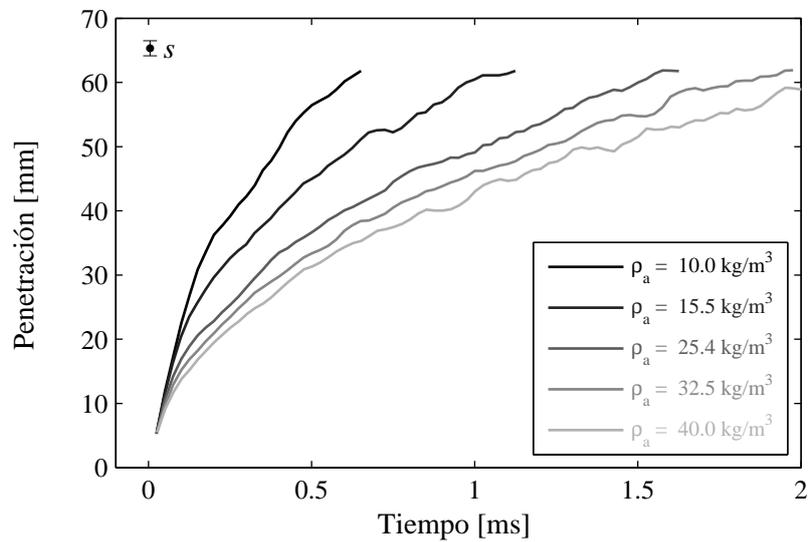


Figura 8.8: Penetración del chorro. Comparación entre distinta densidad del gas para la tobera B a $p_i = 80 \text{ MPa}$.

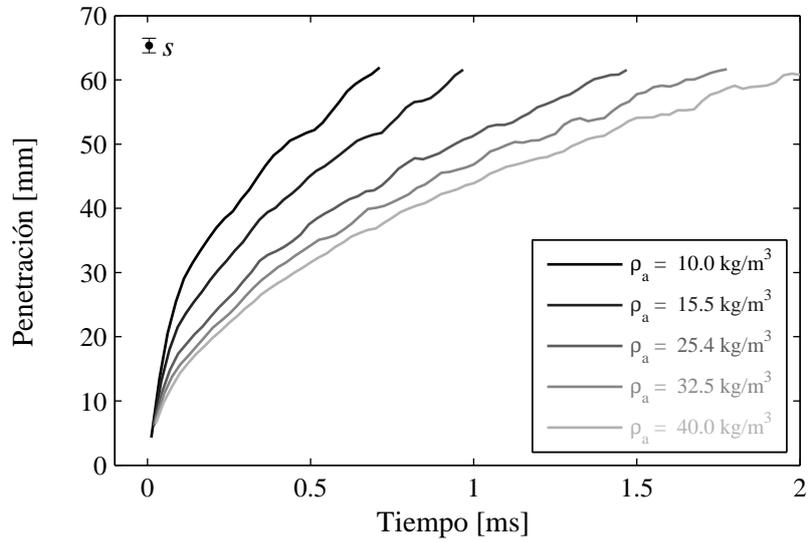


Figura 8.9: Penetración del chorro. Comparación entre distinta densidad del gas para la tobera A a $p_i = 130$ MPa.

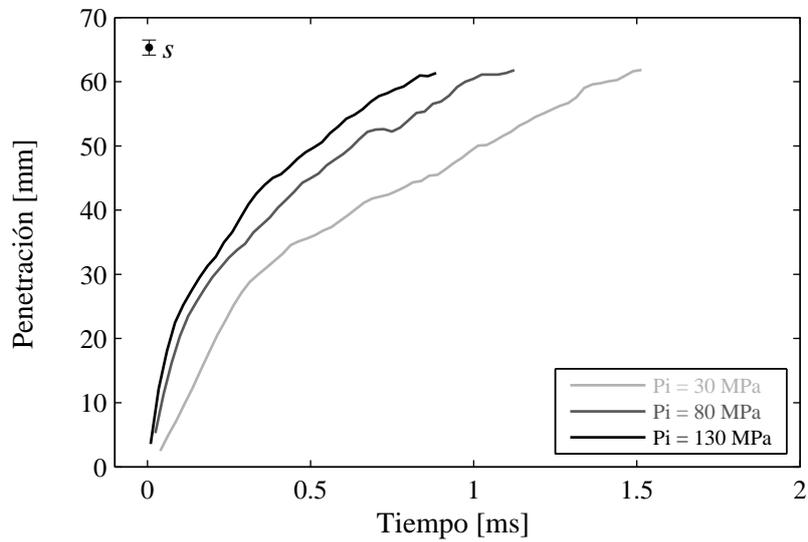


Figura 8.10: Penetración del chorro. Comparación entre distintas presiones de inyección para la tobera B a $\rho_a = 15,5$ kg/m³.

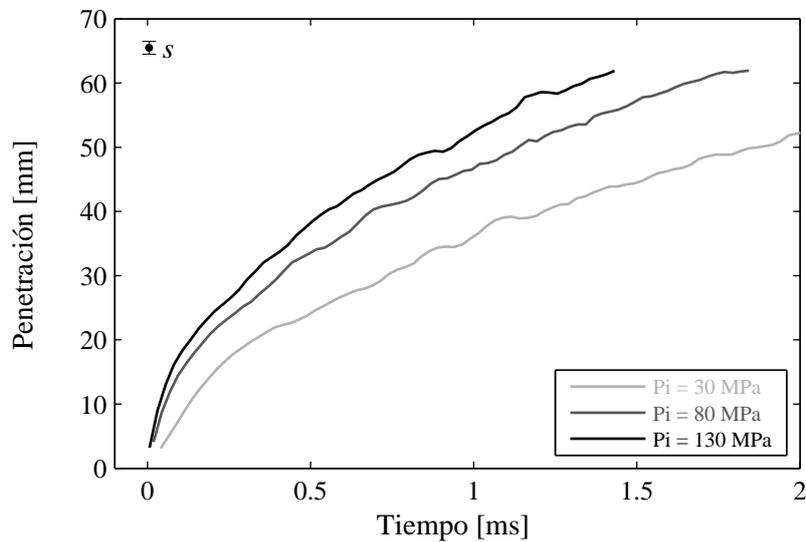


Figura 8.11: Penetración del chorro. Comparación entre distintas presiones de inyección para la tobera C a $\rho_a = 40 \text{ kg/m}^3$.

8.5.2. Resultados de ángulo de chorro

A continuación se presentan los resultados de ángulo del chorro en función del tiempo. Al igual que con la penetración se ha seleccionado una serie de casos con el fin de aislar el efecto de cada uno de los parámetros: diámetro del orificio, densidad del gas y presión de inyección, con el fin de observar mejor la influencia de éstos.

Como ya se comentó en el apartado §2.4.3 la determinación del ángulo es una tarea bastante complicada y sujeta a muchas incertidumbres, por lo que los valores hallados podrán contener un error relativamente importante. Pese a todo, al contar con un número importante de ensayos, sí será posible observar tendencias y extraer conclusiones.

En cada una de las figuras que se presentan a continuación, además de las señales de ángulo, está representada la desviación típica media de los ensayos en cuestión (esquina inferior derecha).

Influencia de la geometría

En las figuras 8.12 y 8.13 se comparan los resultados de las tres toberas a dos condiciones de inyección distintas. Como se puede observar el diámetro

de los orificios no parece tener una influencia importante sobre el ángulo del chorro una vez éste se ha estabilizado, sobre todo si se compara con el efecto de otros parámetros como la densidad de cámara, como veremos a continuación.

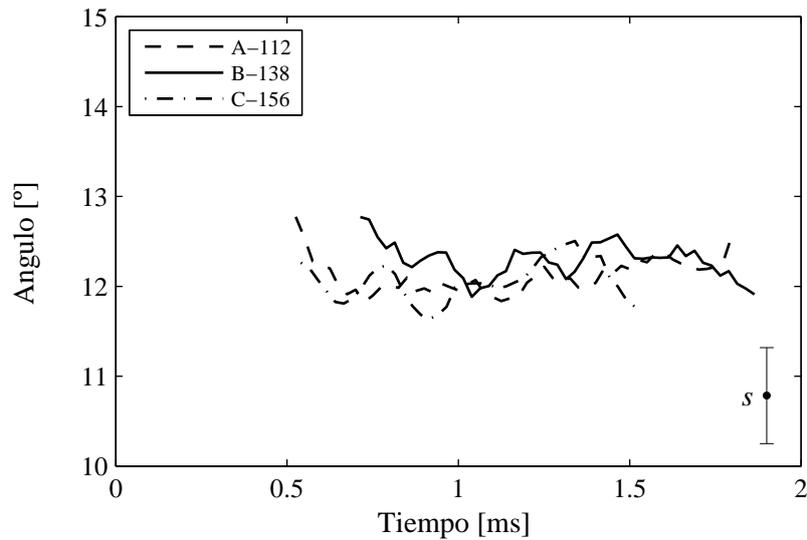


Figura 8.12: Ángulo del chorro. Comparación entre distintas toberas para el punto $p_i = 30$ MPa y $\rho_a = 15,5$ kg/m³.

Influencia de la densidad del gas

En las figuras 8.14 y 8.15 se puede observar la influencia de la densidad para dos casos de tobera y presión de inyección distintos. Tal como cabría esperar, el aumento de la densidad del aire provoca un aumento significativo en el ángulo de apertura del chorro.

Influencia de la presión de inyección

En las figuras 8.16 y 8.17 puede observarse la influencia de la presión de inyección para dos casos de ejemplo. Se puede observar cómo las presiones de 80 y 130 MPa tienen un ángulo mayor al caso de 30 MPa, mientras que para la presión de 30 MPa el ángulo es significativamente menor. Esto podría estar relacionado con los resultados obtenidos en el capítulo 7 para el flujo interno, en los que se concluyó que a 30 MPa el régimen estaba en una situación de

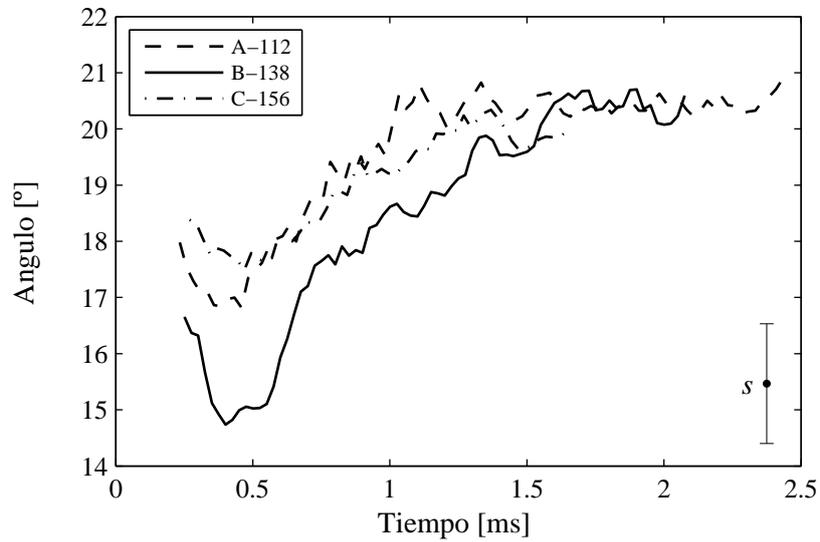


Figura 8.13: Ángulo del chorro. Comparación entre distintas toberas para el punto $p_i = 80$ MPa y $\rho_a = 32,5$ kg/m³.

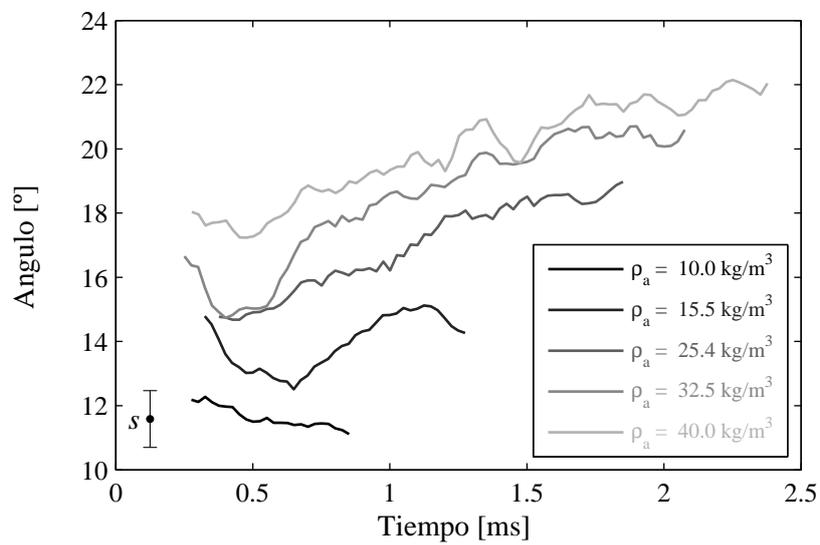


Figura 8.14: Ángulo del chorro. Comparación entre distinta densidad del gas para la tobera B a $p_i = 80$ MPa.

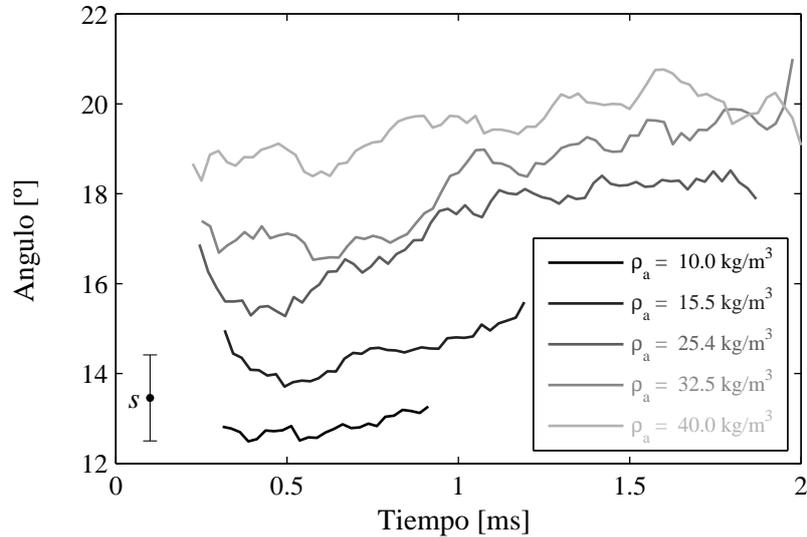


Figura 8.15: Ángulo del chorro. Comparación entre distinta densidad del gas para la tobera A a $p_i = 130$ MPa.

transición entre flujo laminar y turbulento, a diferencia del resto de puntos en los que la turbulencia está desarrollada.

8.6. Análisis del ángulo del chorro

En la figura 8.18 están condensados todos los resultados de ángulo del chorro. Para su obtención, de cada ensayo se ha extraído un ángulo medio, teniendo especial cuidado en que el valor sea lo más representativo y comparable posible, para ello se ha seleccionado únicamente el intervalo en el que el ángulo ya está estabilizado (tiempos altos), y se ha usado el mismo intervalo para todas las toberas en cada una de las condiciones de presión.

Como eje de abscisas se utiliza la relación entre las densidades del gas de la cámara y del combustible ρ_a/ρ_f , el cual es un parámetro muy utilizado en el estudio de chorros.

En esta figura se constatan los efectos hasta ahora observados:

- A mayor densidad en la cámara mayor es el ángulo de apertura del chorro. Este resultado es lógico, ya que cuanto mayor es la densidad del

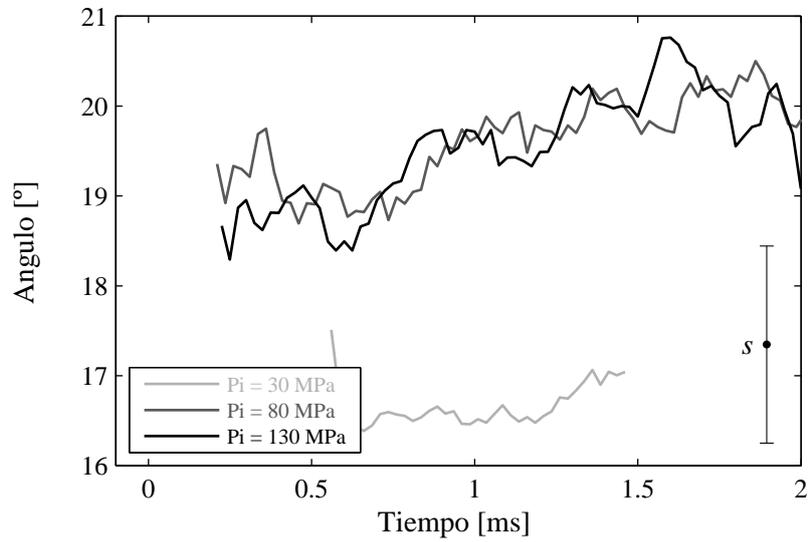


Figura 8.16: Ángulo del chorro. Comparación entre distintas presiones de inyección para la tobera A a $\rho_a = 40 \text{ kg/m}^3$.

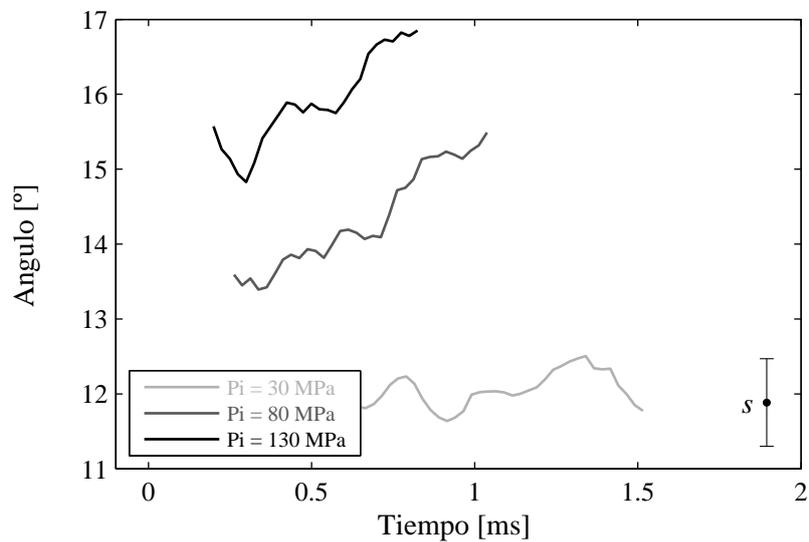


Figura 8.17: Ángulo del chorro. Comparación entre distintas presiones de inyección para la tobera C a $\rho_a = 15,5 \text{ kg/m}^3$.

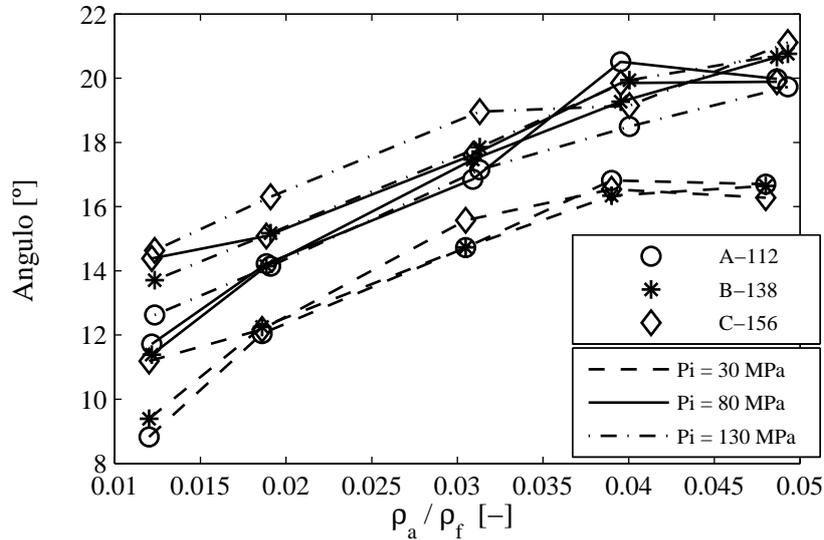


Figura 8.18: Variación del ángulo del chorro θ para chorro estacionario.

gas, mayor es la oposición que el gas de la cámara ejerce contra el avance del chorro provocando la apertura de éste.

- La presión de 30 MPa tiene un ángulo considerablemente menor que el resto de presiones. Esto podría estar relacionado con los resultados obtenidos en el capítulo 7 para el flujo interno, en los que se obtuvo que a 30 MPa el régimen estaba en una situación de transición entre flujo laminar y turbulento, a diferencia del resto de presiones de inyección mayores en las que la turbulencia estaba desarrollada. O dicho de otro modo, la turbulencia para la presión de 30 MPa es menor que para las presiones de inyección mayores. Como es sabido la turbulencia es uno de los factores que favorecen la apertura del chorro, por lo que resulta razonable que para $p_i = 30$ MPa, donde la turbulencia es menor, el ángulo sea menor.
- La influencia de la geometría de las toberas sobre el ángulo del chorro es mucho menor que cualquiera de los dos efectos antes comentados. Pese a todo, se puede apreciar como al aumentar el diámetro (disminuir L/D) el ángulo aumenta ligeramente.

8.6.1. Correlaciones para el ángulo del chorro

A continuación se van a correlacionar los resultados de ángulo de chorro con los parámetros identificados como influyentes:

- Densidad del gas de la cámara, representada mediante la relación de densidades entre el gas y el combustible ρ_a/ρ_f .
- Grado de turbulencia. El parámetro que mejor caracteriza el nivel de turbulencia es el coeficiente de área C_a . El cual tiene valores cercanos a la unidad para turbulencia desarrollada, y disminuye conforme la turbulencia disminuye (ver figura 7.9).
- Geometría de la tobera. En este caso la única diferencia existente, y por lo tanto analizable, entre las toberas es el diámetro, o en forma adimensional la relación longitud-diámetro L/D .

Así pues, el ángulo del chorro, en la forma de la tangente del semiángulo, se puede correlacionar con los parámetros citados mediante un ajuste exponencial según la ecuación

$$\tan \frac{\theta}{2} = cte \left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \right)^a C_a^b \left(\frac{L}{D} \right)^c, \quad (8.7)$$

donde tanto la constante como los exponentes pueden obtenerse mediante una regresión lineal^{II}. En lugar de utilizar la regresión lineal convencional, se ha empleado un método de regresión robusta [13] con el fin de minimizar el efecto de los datos anómalos.

En la siguiente tabla están recogidos los resultados del ajuste de la ecuación (8.7). En esta tabla está el valor de los distintos coeficientes de ajuste, es decir la constante y los exponentes, además del intervalo de confianza para un $\alpha = 0,05$ y el valor P, para cada uno de estos coeficientes. El coeficiente de determinación de este ajuste es de $R^2 = 0,967511$.

	Magnitud	IC	valor P
<i>cte</i>	0,8113	±0,2448	0,09197
<i>a</i>	0,3316	±0,02929	$5,908 \cdot 10^{-25}$
<i>b</i>	7,319	±1,275	$1,611 \cdot 10^{-14}$
<i>c</i>	-0,1872	±0,1081	0,001148

^{II}Esta ecuación puede transformarse en una ecuación lineal sin más que aplicar logaritmos a ambos lados de la ecuación.

Como se puede observar en la tabla la influencia de los tres factores resultan significativas (valor $P > 0,05$). Sin embargo la relevancia de cada uno de ellos es distinta, siendo mucho mayor para ρ_a/ρ_f y C_a .

De hecho eliminando del ajuste el término L/D se sigue obteniendo una buena correlación. Así para la ecuación

$$\tan \frac{\theta}{2} = cte \left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \right)^a C_a^b, \quad (8.8)$$

se obtiene el siguiente ajuste, con un coeficiente de determinación de $R^2 = 0,9453$.

	Magnitud	IC	valor P
<i>cte</i>	0,5924	$\pm 0,1358$	$1,133 \cdot 10^{-9}$
<i>a</i>	0,3497	$\pm 0,03562$	$6,293 \cdot 10^{-23}$
<i>b</i>	7,343	$\pm 1,55$	$4,252 \cdot 10^{-12}$

8.7. Análisis de la penetración del chorro

A continuación se va a realizar el análisis de la penetración. Un inconveniente a la hora de estudiar la penetración es su dependencia con el tiempo. Por ello, con el fin de facilitar el análisis de los resultados, como paso previo, se han extraído valores que caractericen cada una de las medidas de penetraciones, logrando la independencia del tiempo.

Para ello, sabiendo que la penetración está separada en dos zonas, se ha calculado para la zona inicial la pendiente m_i que logra el mejor ajuste con la ecuación $S = m_i(t - t_{oi})$; y el parámetro m_p que mejor se ajusta con la ecuación $S = m_p\sqrt{t - t_{op}}$ para la zona de chorro desarrollada; además también se ha obtenido del tiempo t_r que separa ambas zonas. Debido a los posibles desfases temporales entre la señal de penetración^{III} y las ecuaciones de ajuste se han añadido sendas correcciones temporales (t_{oi} y t_{op}) para evitar los errores que estos desfase provocarían en el ajuste. En la figura 8.19 se puede observar un ejemplo de la obtención de estos parámetros a partir de una de las medidas de penetración.

El ajuste u obtención de estos parámetros no siempre resulta tan sencilla como en el caso de la figura, sobre todo en la determinación de la pendiente de

^{III}El tiempo de comienzo de la inyección es ajustado manualmente para cada uno de los ensayos.

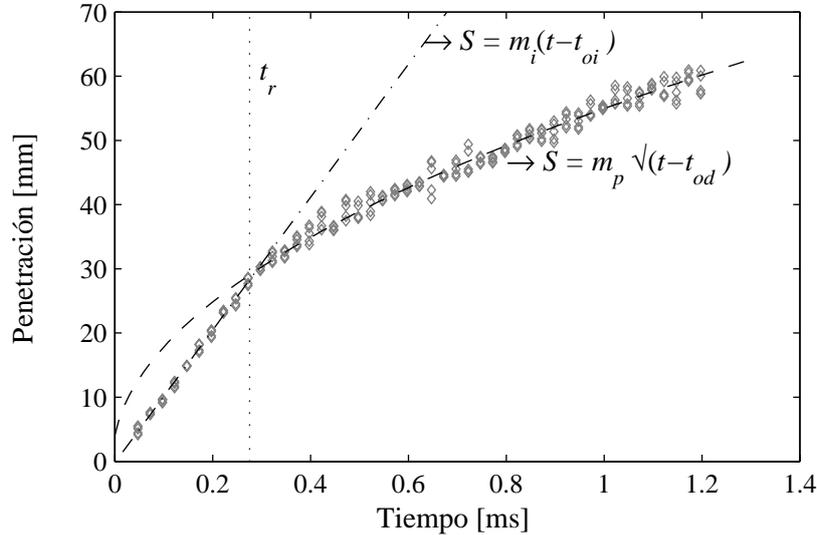


Figura 8.19: Cálculo parámetros de penetración. (Tobera C, $p_i = 30$ MPa – $\rho_a = 15,5$ kg/m³)

la zona inicial, ya que dependiendo de las condiciones de inyección, el número de instantes temporales a partir de los cuales se hace el ajuste puede resultar escaso. Debido a este inconveniente los valores en la zona inicial serán menos fiables cuanto mayor sea la densidad del gas y cuanto mayor sea la presión de inyección (ver figuras 8.3, 8.4 y 8.5). Lo mismo se puede decir para el tiempo de transición entre ambas zonas, ya que en estos ensayos la zona inicial no es fácilmente diferenciable de la zona desarrollada.

Una vez obtenidos los valores para cada uno de los ensayos, ya se puede proceder al análisis de los resultados. Primero se va a realizar el análisis del chorro desarrollado, para después analizar la zona inicial.

8.7.1. Chorro desarrollado

El objetivo en este apartado es obtener el valor de la constante k_p para cada uno de los ensayos y realizar los análisis correspondientes. Tal como se puede ver en la ecuación (8.4), el cálculo de k_p depende del ángulo del chorro. Puesto que el valor de este ángulo lleva una dispersión asociada importante, antes de incluir los valores del ángulo se va a analizar los datos de penetración sin tener en cuenta el ángulo.

Así pues, en primer lugar se hallará la constante C , la cual se define como la parte adimensional de la ecuación (8.4), es decir

$$S = C \rho_a^{-1/4} \dot{M}^{1/4} t^{1/2} . \quad (8.9)$$

Teniendo en cuenta esta ecuación, el valor de C para cada uno de los ensayos puede calcularse como

$$C = \frac{m_p}{\rho_a^{-1/4} \dot{M}^{1/4}} , \quad (8.10)$$

donde m_p se ha obtenido a partir del ajuste de los resultados de penetración, ρ_a es conocido para cada ensayo y \dot{M} se ha obtenido a partir de los ensayos de $fCdM$ realizados en el capítulo 7.

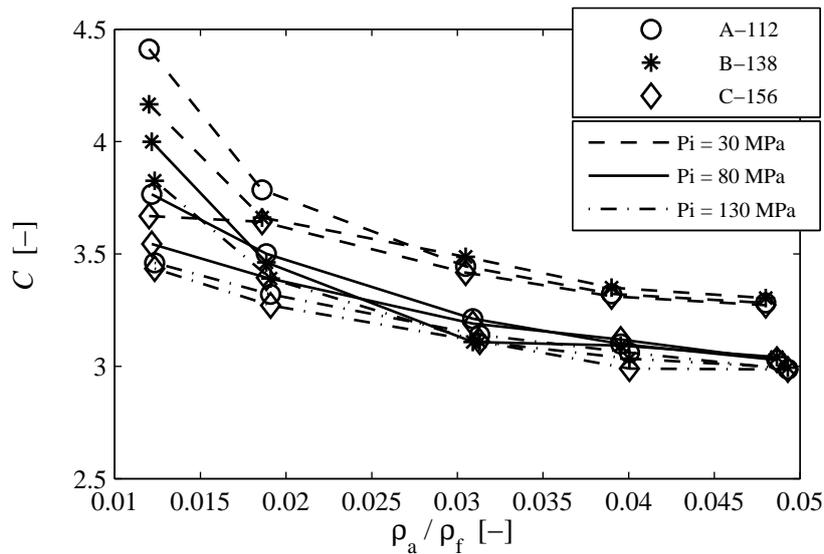


Figura 8.20: Parámetro de penetración C para chorro desarrollado.

En la figura 8.20 están representados los resultados obtenidos para C en función de la relación de densidades ρ_a/ρ_f . Las tendencias que se pueden observar en esta gráfica están totalmente relacionadas con el comportamiento del ángulo del chorro visto en la figura 8.18. Así, los efectos que provocaban una mayor apertura del chorro, como la densidad del gas de la cámara y la turbulencia, provocan una disminución de la constante C .

Al igual que se hizo con el ángulo, la constante C puede correlacionarse respecto a los mismos parámetros: la relación de densidades ρ_a/ρ_f , y el coeficiente de área C_a . Así pues, C se correlaciona mediante la ecuación

$$C = cte \left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \right)^a C_a^b, \quad (8.11)$$

para la cual se obtiene el siguiente ajuste, con un coeficiente de determinación de $R^2 = 0,962357$.

	Magnitud	IC	valor P
cte	2,013	$\pm 0,04892$	$2,543 \cdot 10^{-29}$
a	-0,1137	$\pm 0,01283$	$2,979 \cdot 10^{-21}$
b	-3,344	$\pm 0,5586$	$2,989 \cdot 10^{-15}$

A diferencia de los resultados encontrados en el ángulo, en el caso de la constante C la influencia de la geometría se ha encontrado no significativa.

Es interesante observar cómo la densidad del gas de cámara tiene una influencia doble en la penetración. Por un lado, según la propia ecuación (8.4) de comportamiento de chorro desarrollado $S \propto \rho_a^{-0,25}$, y por otro lado provocando una mayor apertura del ángulo que al final conlleva una penetración menor del orden de $S \propto \rho_a^{-0,11}$. Sumando estos dos efectos la influencia total de la densidad para la zona desarrollada se sitúa en torno a $S \propto \rho_a^{-0,36}$.

A partir de C , obtenida de los resultados de penetración, y los resultados de ángulo de chorro, se puede obtener k_p según la ecuación

$$k_p = \frac{C}{(\tan(\theta/2))^{-1/2}}. \quad (8.12)$$

Antes de realizar este cálculo, es interesante representar el valor del denominador de esta ecuación $(\tan(\theta/2))^{-1/2}$, figura 8.21, y observar la extremada similitud entre esta figura y la correspondiente a la constante C (figura 8.20), teniendo en cuenta que estas gráficas tienen un origen distinto cada una, los resultados de ángulo y de penetración respectivamente. Incluso en los ensayos anómalos, como la tobera **C** a $p_i = 30$ MPa y la densidad más baja, se puede observar la concordancia entre los dos resultados.

En la figura 8.22 están representados los resultados de la constante de penetración k_p obtenidos a partir del cálculo de la ecuación (8.12). Como cabría esperar a la vista de las figuras 8.20 y 8.21, el valor de k_p para todos los ensayos es más o menos constante, teniendo en cuenta que la dispersión observable en la

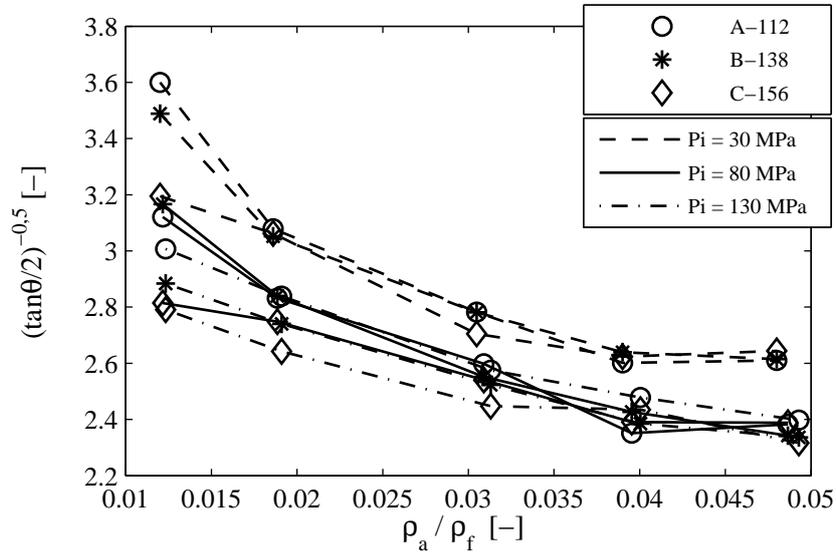


Figura 8.21: Variación de $(\tan(\theta/2))^{-1/2}$ para chorro desarrollado.

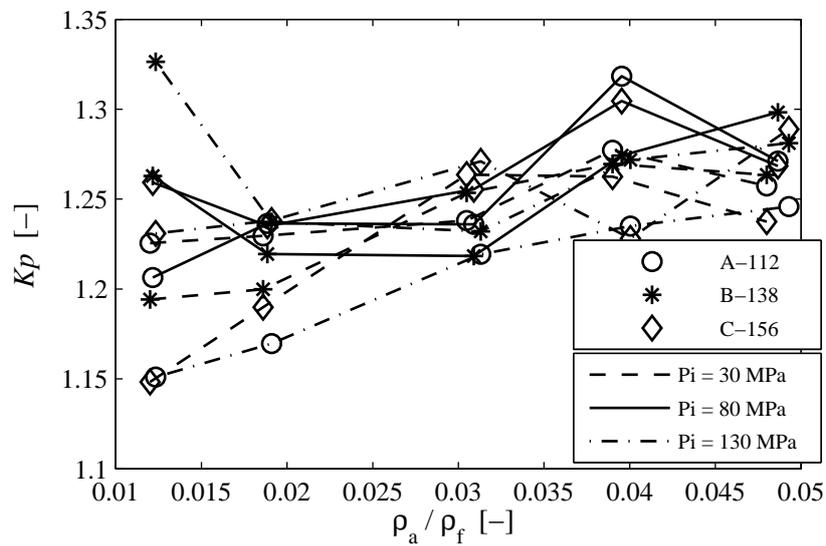


Figura 8.22: Constante de penetración k_p para chorro desarrollado.

gráfica es totalmente razonable debido a las imprecisiones acumuladas durante todo el proceso de obtención de k_p .

Pese a todo, en la figura 8.22 puede observarse cómo k_p todavía tiene una cierta dependencia con respecto a la densidad del gas que pese a ser pequeña, $k_p \propto (\rho_a/\rho_f)^{0,038}$, no deja de ser apreciable. Este resultado bien podría deberse a una determinación defectuosa del ángulo del chorro, sobreestimándolo a baja densidad o subestimándolo a alta densidad.

La media de todos los ensayos es de $k_p = 1,244$. Este valor está muy cerca del $k_p = 1,26$ determinado por Desantes y otros en [9]. Esta similitud entre el valor de k_p obtenido en ambos estudios es ciertamente remarcable, ya que las toberas empleadas en uno y otro estudio son completamente distintas. En el trabajo realizado por Desantes y otros se emplearon toberas axisimétricas con orificios cilíndricos, y por lo tanto cavitates; mientras que en el presente estudio los orificios son convergentes y no cavitantes. En vista a estos resultados, la constante k_p puede considerarse independiente tanto de las condiciones de inyección como de la geometría del orificio.

8.7.2. Inicio del chorro

El objetivo en este apartado es obtener el valor de la constante de inicio del chorro k_i para cada uno de los ensayos y realizar los análisis correspondientes. Teniendo en cuenta la ecuación (8.5), el valor de k_i se puede calcular como

$$k_i = \frac{m_i}{u_{ef}}, \quad (8.13)$$

donde m_i se ha obtenido a partir del ajuste de los resultados de penetración, y u_{ef} se ha determinado a partir de los resultados obtenidos en el capítulo 7.

En la figura 8.23 están representados los resultados obtenidos para la constante k_i . Como se puede observar la constante k_i tiene una clara tendencia decreciente al aumentar de densidad del gas. Y, aunque es más complicado de identificar debido a la dispersión de los resultados, también se puede ver una pequeña influencia de la presión de inyección, siendo k_i mayor al aumentar la presión de inyección.

Teniendo en cuenta estos parámetros, se puede plantear una correlación para la constante k_i según la siguiente ecuación,

$$k_i = cte \left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \right)^a p_i^b. \quad (8.14)$$

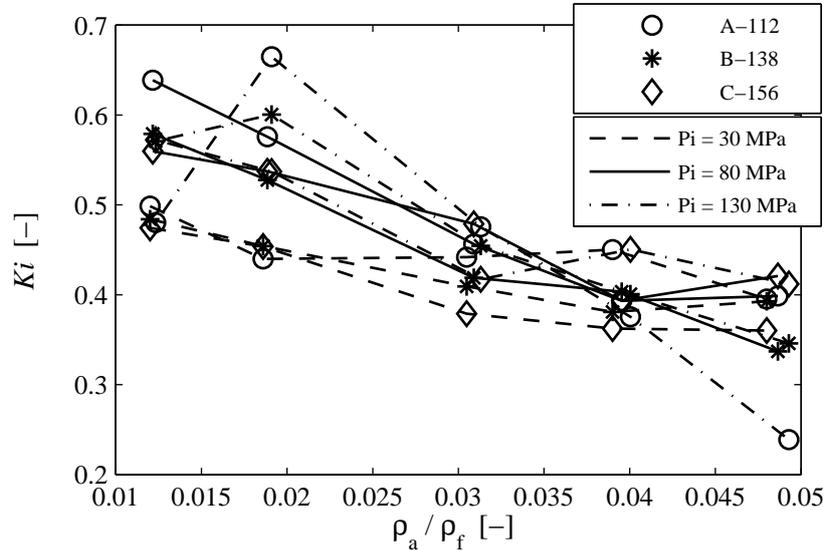


Figura 8.23: Constante de penetración k_i en el inicio del chorro.

Haciendo la regresión lineal de esta correlación se obtienen los siguientes resultados, con un coeficiente de determinación de $R^2 = 0,7946$.

	Magnitud	IC	valor P
<i>cte</i>	0,1237	$\pm 0,3029$	$2,448 \cdot 10^{-017}$
<i>a</i>	-0,2624	$\pm 0,05929$	$2,926 \cdot 10^{-011}$
<i>b</i>	0,08175	$\pm 0,04909$	0,001667

Tal como cabría esperar a la vista de los resultados, la influencia de la densidad del gas resulta muy significativa. Este resultado contrasta con los obtenidos por otros autores como Hiroyasu y Arai [3] o Naber y Siebers [2], quienes no encontraron ninguna influencia de la densidad del gas de la cámara sobre la parte inicial de la penetración. Sin embargo, en trabajos más recientes sí se ha comprobado esta influencia. Así, en el trabajo de Payri y otros [14], la influencia de la densidad en el inicio del chorro se sitúa en un valor de $\rho_a^{-0,256}$ muy parecido al obtenido en el presente trabajo.

De todos modos, la influencia de la densidad sobre la parte inicial del chorro es menor que sobre el chorro desarrollado, $S \propto \rho_a^{-0,26}$ frente a $S \propto \rho_a^{-0,36}$.

La influencia de la presión de inyección también resulta significativa, aunque en un grado mucho menor que la densidad del gas. Lo chocante en este caso

es que la tendencia es contraria a la encontrada en zona de chorro desarrollado. A mayor presión de inyección, mayor turbulencia y por lo tanto cabría esperar que, debido a una mayor apertura del chorro, la penetración en la zona inicial disminuyera, tal como ocurre en la zona desarrollada. Sin embargo, ocurre todo lo contrario, a menor presión de inyección menor es la penetración. La explicación de este fenómeno podría encontrarse en el tiempo de apertura del inyector, el cual será más lento a menores presiones de inyección [15] provocando una evolución del chorro en la parte inicial también más lenta [2, 5–7].

Por último, es también notable la no influencia de la geometría del orificio sobre este parámetro k_i , dando validez a la ecuación (8.5) que modeliza el comportamiento del chorro en su zona inicial.

8.7.3. Tiempo de transición t_r entre la zona inicial y la zona desarrollada

Como último paso, se van a analizar los resultados obtenidos para el tiempo de transición t_r entre la zona inicial del chorro y la zona desarrollada. Este tiempo ha sido determinado experimentalmente a partir de los ensayos de penetración, para cada uno de los ensayos.

En la figura 8.24 están recopilados los resultados obtenidos de forma experimental para el tiempo t_r . Analizar estos resultados, es ciertamente complicado ya que sobre t_r influyen numerosos parámetros (ver ecuación (8.3) o (8.6)), siendo éstos a su vez dependientes entre sí. En cualquier caso, se pueden apreciar algunas tendencias, así t_r será mayor para: menor presión de inyección y mayor diámetro de orificio. Además para la presión de 30 MPa también se aprecia un descenso del t_r al aumentar la densidad de la cámara.

Por último, en la figura 8.25 se comparan el tiempo $t_{r,exp}$ obtenido de forma experimental, con el tiempo $t_{r,teo}$ obtenido mediante la ecuación (8.6) planteada en el modelo de penetración. Como se puede observar la correspondencia entre los tiempos es bastante buena, comprobando por tanto la bondad de la ecuación (8.6).

8.8. Conclusiones

En este capítulo se ha realizado un estudio sobre el chorro de inyección. Para ello se han realizado unos determinados ensayos de visualización con el fin de determinar el comportamiento macroscópico del chorro, es decir la evolución

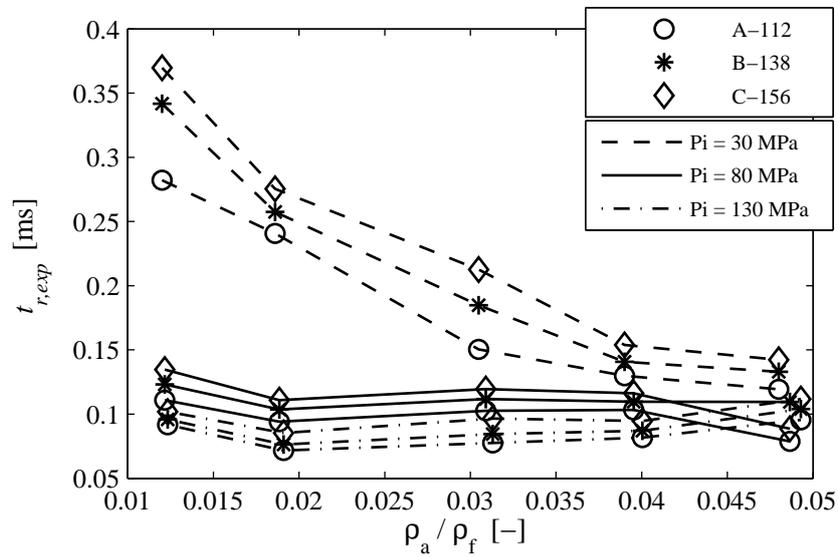


Figura 8.24: Comportamiento del tiempo de transición t_r calculado de forma experimental.

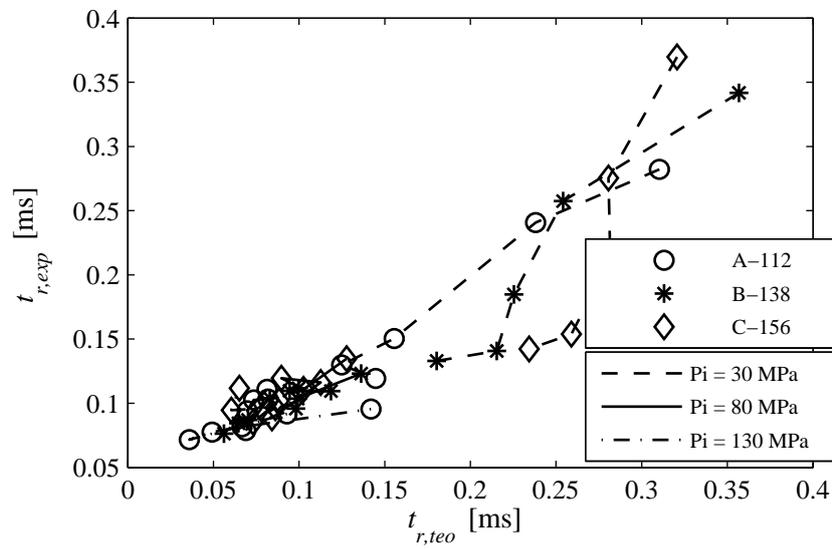


Figura 8.25: Equivalencia entre el tiempo de transición calculado de forma experimental y calculado de forma teórica.

de la penetración y el ángulo del chorro, para cada una de las condiciones de presión estudiadas.

Las toberas estudiadas en este capítulo fueron ya caracterizadas en el capítulo anterior. Por lo que el comportamiento del flujo interno para cada una de las toberas y puntos ensayados es conocido, permitiendo de este modo utilizar toda esta información en el análisis y justificación del comportamiento del chorro.

Las principales consecuencias obtenidas de este estudio son las siguientes:

- El ángulo del chorro, en ausencia de cavitación como en este caso, depende principalmente de la densidad de gas de la cámara y del grado de turbulencia, siendo mayor a medida que aumentan estos dos parámetros. La dependencia del ángulo con estos dos parámetros es bien conocida. Lo novedoso en este caso ha sido la posibilidad de demostrar e incluso cuantificar, vía los resultados de flujo interno previos, tal dependencia en el caso de la turbulencia. Así, en el capítulo anterior se llegó a la conclusión de que los puntos con menor coeficiente de área, eran los que menor grado de turbulencia presentaban, y son justamente esos puntos los que menor ángulo de chorro presentan.
- La penetración se caracteriza por un comportamiento dividido en dos zonas: una zona inicial o transitoria caracterizada por ser lineal con el tiempo $S \propto t$; y una zona en la que el chorro se encuentra desarrollado la cual se caracteriza por ser proporcional a la raíz cuadrada del tiempo $S \propto \sqrt{t}$. Se ha definido un modelo basado en los parámetros de flujo interno (el $fCdM$ en la zona desarrollada y la velocidad efectiva en la zona inicial), demostrando un buen ajuste con los resultados.
- La zona de chorro desarrollado depende de la densidad del gas, el ángulo de apertura del chorro y el $fCdM$ según la ecuación $S = k_p (\tan \theta/2)^{-1/2} \rho_a^{-1/4} \dot{M}^{1/4} t^{1/2}$. Ajustando esta expresión a los puntos ensayados se ha demostrado cómo la constante k_p de esta expresión no depende ni del punto de funcionamiento, ni de la geometría de la tobera. El buen ajuste logrado por esta expresión, sumado al valor constante de k_p obtenido, corrobora la conocida dependencia del chorro con el $fCdM$.
- La pendiente de la zona inicial del chorro depende principalmente de la velocidad efectiva del chorro a la salida del orificio, según la ecuación $S = k_i u_{ef} t$. Analizando el valor que toma la constante de ajuste k_i para cada uno de los ensayos se pudo constatar cómo, además, esta zona inicial depende de la densidad del gas de la cámara ($S \propto \rho_a^{-0,26}$),

y también de la presión de inyección, hecho este último que podría estar relacionado con la mayor velocidad de apertura del inyector conforme aumenta la presión de inyección.

- Por último, se ha encontrado un buen acuerdo entre el tiempo de tránsito t_r que separa ambas zonas, entre los resultados experimentales y los calculados mediante la expresión teórica propuesta para ello.

Nótese que la medida del $fCdM$ ha sido fundamental para la realización de estos análisis, ya que ha permitido determinar los parámetros del flujo interno que han servido para modelar la penetración (\dot{M} en la zona desarrollada y u_{ef} en la zona inicial), así como para esclarecer algunos resultados como por ejemplo el menor ángulo de chorro en los puntos con menor grado de turbulencia.

Bibliografía

- [1] HAY, P., y P. JONES: «Comparaison of the various correlations for spray penetration», *SAE Paper 720776*, (1972).
- [2] NABER, J. D., y D. L. SIEBERS: «Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays», *SAE Paper 960034*, (1996).
- [3] HIROYASU, H., y M. ARAI: «Structures of fuel spray in Diesel engines», *SAE Paper 900475*, (1990).
- [4] PAYRI, R., F. J. SALVADOR, J. GIMENO, y V. SOARE: «Determination of diesel sprays characteristics in real engine in-cylinder air density and pressure conditions», *Journal Of Mechanical Science And Technology*, 19 (2005), nº 11, 2040–2052.
- [5] PAYRI, R., S. RUIZ, F. SALVADOR, y J. GIMENO: «On The Dependence of Spray Momentum Flux in Spray Penetration», *Journal of Mechanical Science and Technology*, 21 (2007), nº 7, 1100–1111.
- [6] DESANTES, J. M., R. PAYRI, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «Prediction of Spray Penetration by Means of Spray Momentum Flux», *SAE Paper 2006-01-1387*, (2006).
- [7] CORREAS, D.: *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoter-mo*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.

-
- [8] WAKURI, Y., M. FUJII, T. AMITANI, y R. TSNUMEYA: «Studies of the penetration of a fuel spray in a Diesel Engine», *Bull. JSME*, 3 (1960), nº 9, 123–130.
- [9] DESANTES, J., R. PAYRI, F. SALVADOR, y A. GIL: «Development and validation of a theoretical model for diesel spray penetration», *Fuel*, 85 (2006), nº 7-8, 910–917.
- [10] 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.
- [11] DESANTES, J. M., R. PAYRI, J. M. PASTOR, y J. GIMENO: «Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part I: Nonevaporative conditions», *Atomization And Sprays*, 15 (2005), nº 5, 489–516.
- [12] DESANTES, J., R. PAYRI, J. GARCIA, y F. SALVADOR: «A contribution to the understanding of isothermal diesel spray dynamics», *Fuel*, 86 (2007), nº 7-8, 1093–1101.
- [13] Mathworks: *Matlab Statistics Toolbox 6. User's Guide*.
- [14] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO, y J. DE LA MORENA: «Macroscopic Behavior of Diesel Sprays in the Near-Nozzle Field», *SAE Paper 2008-01-0929*, (2008).
- [15] PLAZAS, A. H.: *Modelado unidimensional de inyectoros common-rail Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.

Capítulo 9

Conclusiones y desarrollos futuros

9.1. Conclusiones

En este último capítulo se van a tratar de sintetizar las principales ideas que han ido apareciendo a lo largo de la tesis, así como los principales logros alcanzados, destacando aquellos que presenten más relevancia u originalidad.

El trabajo realizado en la presente tesis se ha dividido en dos partes correspondientes a los dos objetivos que se pretendían cumplir: por un lado el desarrollo y puesta a punto del sistema de medida del flujo de cantidad de movimiento de un chorro de inyección; y por otro lado el empleo de esta medida en el estudio de la inyección. Seguidamente se detallan las principales conclusiones, las cuales se muestran divididas en estas mismas partes.

Desarrollo de la maqueta de $fCdM$

- El principio de medida del $fCdM$ está basado en la colocación de un captador de fuerza enfrentado al chorro de inyección, de forma que cuando el chorro golpee contra él consiga capturar el $fCdM$ de la totalidad del chorro. Debido a la conservación de la cantidad de movimiento en la dirección axial del chorro, la fuerza registrada por el captador será equivalente al $fCdM$ a la salida del orificio, siempre que se cumplan ciertas condiciones.

Como consecuencia del empleo de este sistema de medida, ni la densidad del gas en la cámara, ni la distancia entre la salida del chorro y el captador, afectarán a la medida del $fCdM$, lo cual, en la práctica, facilita enormemente la realización de las medidas de $fCdM$.

- El captador elegido para la medida del $fCdM$ es un sensor de presión, convenientemente calibrado para medir fuerza, al cual se le ha añadido una diana. El sensor es de tipo piezoeléctrico, ya que éste presenta las mejores cualidades dinámicas.

Mediante el empleo de un sensor de presión se evitan los inconvenientes derivados de trabajar en el interior de una cámara a presión y en presencia de combustible, los cuales causarían muchos problemas en el caso de emplear un sensor de fuerza.

Mediante la adición de la diana se consigue que toda fuerza aplicada sobre cualquier punto de ésta, sea transmitida al sensor de presión siempre a través del mismo punto de la membrana, además de aumentar el área de captación. La diana está fabricada en aluminio con un tratamiento superficial de anodizado duro, de forma que soporte el impacto del chorro, a la vez afecte el mínimo posible a la dinámica del sensor debido a su ligereza.

- La maqueta de $fCdM$ consiste en un conjunto de piezas formando una cámara estanca, de forma que puedan ensayarse presiones de descarga similares a las encontradas en un motor real. El principal cometido de los distintos conjuntos de piezas de la maqueta es conseguir la correcta alineación del chorro con el captador de $fCdM$. El diseño de la maqueta se ha hecho de forma modular con el fin de poder adaptarla con facilidad a los distintos tipos de inyectores existentes.
- La señal de $fCdM$ tal como es obtenida de la maqueta debe ser sometida a un proceso de acondicionamiento antes de ser apta para su uso. La principal desviación de la señal de $fCdM$ medida con respecto a la real, es un efecto de acumulación debido a un aumento de presión en el interior de la maqueta. Con el fin de eliminar este efecto, se ha creado un algoritmo el cual es capaz de corregir este efecto partiendo únicamente de la señal medida.
- Se ha validado la técnica de medida de $fCdM$ mediante la comprobación experimental de la no influencia de la densidad del gas y la distancia entre el captador y la salida del chorro.

- Se han encontrado efectos transitorios en la señal de $fCdM$ que hacen que la señal adquirida no coincida exactamente con el $fCdM$ que cabría esperar a la salida del orificio durante los transitorios de la inyección, es decir el inicio y el final de la inyección. El origen de estos problemas está en la distancia existente entre la salida del chorro y el captador de $fCdM$. En efecto, durante el recorrido del chorro a través de este espacio se producen fenómenos de acumulación de cantidad de movimiento, los cuales provocan que el $fCdM$ medido sea menor durante el inicio, ya que parte de éste se ha empleado en acelerar el gas englobado, y el fenómeno contrario durante el cierre del inyector. Pese a todo, la medida de $fCdM$ sigue siendo totalmente válida en la zona estacionaria de la inyección.

Estudio de la inyección usando el $fCdM$

Respecto al estudio del flujo interno:

- Una de las principales utilidades del $fCdM$ aplicada al estudio de la inyección, es la posibilidad de estimar, junto con el flujo másico, parámetros tan importantes como la velocidad o el área efectiva a la salida del orificio de inyección. Pudiendo además adimensionalizar todos estos parámetros, obteniendo los coeficientes de descarga, momento, velocidad y área, los cuales han resultado de gran ayuda a la hora de entender y dar explicación a los fenómenos que tienen lugar en el interior de los orificios de inyección.
- Se ha realizado un estudio sobre toberas convergentes cada una con un diámetro de orificio distinto, y por tanto con distinta relación L/D . Debido a la ausencia de cavitación, en estas toberas se ha podido estudiar el efecto de la turbulencia, que de otro modo hubiese quedado enmascarado.

Se ha encontrado un comportamiento del flujo interno diferenciado en dos zonas, las cuales se corresponden con régimen turbulento desarrollado a la salida del orificio, y con la zona de tránsito entre régimen laminar y turbulento. La distinción de ambas zonas se ha podido realizar gracias al cálculo del coeficiente de área, ya que éste en ausencia de cavitación depende del perfil de velocidad a la salida del orificio, siendo C_a mayor conforme el perfil sea más uniforme. Así, para la zona turbulenta, debido al perfil de velocidad uniforme característico de la turbulencia, se comprueba como C_a toma un valor alto y cercano a la unidad. Por otro lado, en la zona de tránsito entre laminar y turbulento, el C_a hallado es mayor

conforme el factor de intermitencia a la salida del orificio aumenta, o dicho de otro forma, cuanto más tiempo pasa el flujo en régimen turbulento mayor es C_a . Los resultados obtenidos en esta zona concuerdan muy bien con la teoría, obteniendo un C_a mayor conforme aumentan el número de Reynolds y la relación L/D , debido al mayor factor de intermitencia de estos casos.

Otro efecto de la relación L/D es el aumento de las pérdidas por fricción con las paredes conforme esta relación aumenta, efecto que se ve reflejado claramente en los resultados de coeficiente de velocidad.

- Se ha realizado un segundo estudio sobre dos toberas de similares características, siendo una convergente (no cavitante) y la otra cilíndrica (cavitante). La comparación entre el comportamiento de ambas ha permitido analizar los efectos provocados por la aparición del fenómeno de cavitación sobre el flujo interno. Estos efectos se resumen a continuación:
 - La cavitación provoca el colapso del flujo másico, de forma que, para una presión de inyección dada, éste permanece constante aunque se disminuya la presión de descarga (mayor caída de presión). Este comportamiento está justificado por la disminución de la sección de paso líquida debido a la aparición de las cavidades de vapor propias de la cavitación.
 - Por contra, el colapso provocado en el $fCdM$, comparado con el del flujo másico, es mínimo. De hecho, a simple vista, el $fCdM$ se comporta prácticamente como si no hubiera cavitación.
 - Este resultado es consecuencia de una mayor velocidad efectiva. Es decir, la cavitación provocará que la velocidad a la salida del orificio sea mayor que la que cabría esperar si el orificio no se encontrara cavitando. La justificación de esta mayor velocidad se encuentra en unas menores pérdidas por fricción con las paredes debido a la interposición de las cavidades de vapor entre el núcleo del flujo líquido y las paredes del orificio.
 - Así pues, la cavitación provocará una disminución del área efectiva de paso a la salida del orificio debido al espacio ocupado por las cavidades de vapor dejando menos área de paso al combustible líquido. Pero por otro lado, el flujo saldrá a mayor velocidad de lo que lo haría en condiciones de no cavitación.

Respecto al comportamiento del chorro:

- El ángulo de apertura del chorro, en ausencia de cavitación, depende principalmente de la densidad de gas de la cámara y del grado de turbulencia, siendo mayor a medida que aumentan estos dos parámetros. El efecto de la turbulencia se ha podido demostrar, e incluso cuantificar, gracias a los resultados de flujo interno previos. Así, los puntos con menor coeficiente de área son los que tienen menor grado de turbulencia, y son justamente esos puntos los que menor ángulo de chorro presentan.
- Se ha encontrado un comportamiento para la penetración dividido en dos zonas:
 - Zona inicial o transitoria, la cual se caracteriza por ser lineal con el tiempo $S \propto t$ y depender de la velocidad efectiva. Además, esta zona inicial depende de la densidad del gas de la cámara disminuyendo la penetración conforme ésta aumenta, y también de la presión de inyección, hecho este último que podría estar relacionado con la mayor velocidad de apertura del inyector conforme aumenta la presión de inyección. En comparación con la zona desarrollada, esta zona inicial no depende del diámetro del orificio.
 - Zona de chorro desarrollado, la cual se caracteriza por ser proporcional a $S \propto \sqrt{t}$ y depender del $fCdM$. Los otros factores que afectan a la penetración en esta zona son la densidad en la cámara y el ángulo de apertura del chorro, siendo menor conforme éstos aumentan.
- Se ha definido un modelo dividido en estas dos zonas en el cual los parámetros obtenidos mediante la técnica de medida del $fCdM$ son básicos (el $fCdM$ en la zona desarrollada y la velocidad efectiva en la zona inicial), mostrando un buen ajuste con los resultados. En el caso de la zona desarrollada se ha demostrado cómo la constante de penetración k_p no depende ni del punto de funcionamiento, ni de la geometría de la tobera.

Como conclusión final, es necesario remarcar que sin el empleo de la técnica de medida de $fCdM$ desarrollada en la presente tesis, no hubiera sido posible realizar los análisis aquí mostrados.

9.2. Desarrollos futuros

A continuación se presentan las posibles mejoras realizables sobre la maqueta de $fCdM$:

- *Empleo de Helio.* Uno de grandes inconvenientes de la técnica de medida del $fCdM$ desarrollada en esta tesis reside en los efectos transitorios que aparecen en la señal al inicio y final de la inyección. Como se vio en el apartado §5.5, estos efectos serán mayores cuanto mayor sea la densidad en el interior de la cámara. Trabajando con Nitrógeno (el gas habitual de trabajo), cuando se ensayan presiones de descarga altas ($p_b > 8$ MPa) esta densidad alcanzará valores altos, provocando una deformación importante en la señal de $fCdM$. Debido a este problema, parece más que razonable buscar un gas menos denso que el Nitrógeno para usarlo en el interior de la maqueta. El gas ideal para esta aplicación será el Helio, ya que es ligero, seguro, no reactivo y asequible.

En la actualidad, el Helio ya ha sido probado en la maqueta de $fCdM$ obteniendo resultados muy prometedores. Sin embargo, empleando Helio surge un problema que no aparecía trabajando con Nitrógeno. Este problema es el rápido deterioro de la diana del captador de $fCdM$, ya que, debido a la poca densidad del Helio, el chorro prácticamente no interacciona con el gas, llegando a la diana como una columna de líquido estrecha y con mucha energía, la cual provoca esfuerzos muy altos en el punto de impacto sobre la diana. Por tanto, para poder usar el Helio en la medida de $fCdM$ sea necesario encontrar previamente una material para la diana más resistente.

- *Mejora del material de la diana.* El material de la diana empleado en la actualidad es aluminio al cual se le ha dado un tratamiento superficial de anodizado duro, consiguiendo una diana de gran resistencia mecánica a la vez que ligera. Esta solución ha resultado totalmente satisfactoria empleando Nitrógeno en la maqueta de $fCdM$. Sin embargo, si se pretende trabajar con Helio es necesario encontrar un material más resistente, y a ser posible conservando la ligereza.

Por último, respecto al empleo de la medida de $fCdM$ en el estudio de la inyección se plantean los siguientes retos:

- *Investigación del inicio del chorro.* Tanto la presente tesis, como muchos de los trabajos encontrados en la literatura, están focalizados sobre todo en el estudio de la zona desarrollada del chorro, siendo más escasos los estudios realizados sobre la zona transitoria inicial del chorro. Este hecho contrasta con las características del chorro de inyección en un motor real, donde debido por un lado a las estrategias de inyección múltiple,

que dividen la inyección en trozos de corta duración, y por otro al corto trayecto del chorro hasta que se encuentra con la pared del pistón, provocan que el chorro se encuentre en una situación transitoria en la mayoría de ocasiones. Es necesario por tanto mejorar el conocimiento sobre la zona inicial o transitoria del chorro.

- *Empleo de la información transitoria de la señal de $fCdM$* . Como ya se ha comentado anteriormente, la señal de $fCdM$ no coincide con el $fCdM$ a la salida del orificio durante los transitorios de inyección. Esto es debido a que realmente lo que se está midiendo es el $fCdM$, no a la salida del orificio, sino a una determinada distancia de ésta. Teniendo en cuenta este hecho, la señal de $fCdM$ se presenta como una interesante herramienta en el estudio del comportamiento del chorro en la zona transitoria. En efecto, evaluando las características de esta señal durante el inicio de la inyección es posible obtener información acerca de parámetros tan interesantes como la cantidad de movimiento cedida al gas durante el trayecto del chorro desde su salida hasta el captador, o la acumulación de masa en el frente del chorro. Además, a este hecho hay que añadir la posibilidad de colocar el captador a distintas distancias de la salida del chorro.

Bibliografía

- [1] AFZAL, H., C. ARCOUMANIS, M. GAVAISES, y N. KAMPANIS: «Internal flow in Diesel injector nozzles: modelling and experiments», *In Proceedings of IMechE Seminar on Fuel Injection Systems, London, Paper S492/S2/99*, (1999).
- [2] ARAI, M., M. SHIMIZU, y H. HIROYASU: «Similarity between the breakup lengths of a high speed liquid jet in atmospheric and pressurized conditions», *In ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland*, (1991).
- [3] ARCOUMANIS, C., M. BADAMI, H. FLORA, y M. GAVAISES: «Cavitation in real-size multi-hole Diesel injector nozzles», *SAE Paper 2000-01-1249*, (2000).
- [4] ARCOUMANIS, C., H. FLORA, M. GAVAISES, N. KAMPANIS, y R. HORROCKS: «Investigation of cavitation in a vertical multi-hole Diesel injector», *SAE Paper 1999-01-0524*, (1999).
- [5] ARCOUMANIS, C., y M. GAVAISES: «Cavitation in Diesel injectors: modelling and experiments», *In ICLASS-Europe 98, Manchester*, (1998).
- [6] ARCOUMANIS, C., M. GAVAISES, J. NOURI, y E. ABDUL-WAHAB: «Analysis of the flow in the nozzle of a vertical multi-hole Diesel engine injector», *SAE Paper 980811*, (1998).
- [7] ARCOUMANIS, C., J. NOURI, y R. ANDREWS: «Application of refractive index matching to a Diesel nozzle internal flow», *Proc. ImechE seminar on Diesel fuel injection system, April 14-15*, (1992).

- [8] ARCOUMANIS, C., y J. WHITELAW: «Is cavitation important in Diesel engine injectors?», *Thiesel 2000, Valencia. Editorial de la UPV*, (2000).
- [9] ARRÈGLE, J.: *Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1997.
- [10] ARRÈGLE, J., J. V. PASTOR, y S. RUIZ: «Influence of the injection parameters on Diesel Spray characteristics», *SAE Paper 1999-01-0200*, (1999).
- [11] Autodesk: *AutoCAD user's manual*, 1999.
- [12] BADAMI, M., P. NUCCIO, y G. TRUCCO: «Influence of injection pressure on the performance of a DI Diesel engine with a common rail fuel injection system», *SAE Paper 1999-01-0193*, (1999).
- [13] BADOCK, C., R. WIRTH, A. FATH, y A. LEIPERTZ: «Application of laser light sheet technique for the investigation of cavitation phenomena in real size Diesel injection nozzles», *Proc, 14th ILASS- Europe 98, Manchester, July 6-8*, (1998), 236–241.
- [14] BADOCK, C., R. WIRTH, y C. KAMPMANN, S. Tropea: «Fundamental study of the influence of cavitation on the internal flow and atomization of Diesel sprays», *Proc. 13th ILASS-Europe 97, . Florence , July, 8-10*, (1997), 53–59.
- [15] BARRERO RIPOLL, A., y M. PÉREZ-SABORID SÁNCHEZ-PASTOR: *Fundamentos y aplicaciones de la mecánica de fluidos*, McGraw-Hill/Interamericana de España, D.L., 2005.
- [16] BERGWERK, W.: «Flow pattern in Diesel nozzle spray holes», *Proc. Inst. Mech. Engrs*, 173, n. 25. (1959).
- [17] BILL, B.: *Basic Theory of The Hammer Test Method*, Kistler Instrumente AG Winterthur , Switzerland.
- [18] BLESSING, M., G. KÖNIG, C. KRÜGER, U. MICHELS, y V. SCHWARZ: «Analysis of flow and cavitation phenomena in diesel injection nozzles and its effects on spray and mixture formation», *SAE Paper 2003-01-1358*, (2003).
- [19] BODE, J., H. CHAVES, W. HENTSCHEL, A. KUBITZEK, F. OBERMEIER, K. SCHINDLER, y T. SCHNEIDER: «Fuel spray in Diesel engines. Part I: Spray formation», *ATA 92A065*, (1992).

-
- [20] BOEHNER, W., y K. HUMMEL: «Common rail injection system for commercial Diesel vehicles», *SAE Paper 970345*, (1997).
- [21] BOSCH, W.: «Fuel Rate Indicator Is a New Measuring Instrument for Display of the Characteristics of Individual Injection», *SAE Paper 660749*, (1966).
- [22] CHAVES, H., M. KNAPP, A. KUBITZEK, y F. OBERMEIER: «Experimental study of cavitation in the nozzle hole of diesel injectors using transparent nozzles», *SAE Paper 950290*, (1995).
- [23] CHAVES, H., y F. OBERMEIER: «Modelling the effect of modulations of the injection velocity on the structure of diesel sprays», *SAE Paper 961126*, (1996).
- [24] CHAVES, H., y F. OBERMEIER: «Correlation between light absorption signals of cavitating nozzle flow within and outside of the hole of a transparent Diesel injection nozzle», *Proc. 15th ILASS-Europe, Toulouse, July 5-7*, (1999), 224–229.
- [25] COLLICOTT, S. H., y H. LI: «True-scale, True-pressure Internal Flow Visualization for Diesel Injectors.», *SAE Paper 2006-01-0890*, (2006).
- [26] CORREAS, D.: *Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoterma*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [27] DAN, T., T. YAMAMOTO, J. SENDA, y H. FUJIMOTO: «Effect of nozzle configurations for characteristics of non-reacting Diesel fuel spray», *SAE Paper 970355*, (1997).
- [28] DATE, K., H. NOBECHI, H. KANO, M. KATO, y T. OYA: «Experimental analysis of fuel flow characteristics in the nozzle for direct injection engines», *SAE paper 931002*, (1993).
- [29] DENT, J.: «A basis for comparison of various experimental methods for studying spray penetration», *SAE Paper 710571*, (1971).
- [30] DESANTES, J., R. PAYRI, J. GARCIA, y F. SALVADOR: «A contribution to the understanding of isothermal diesel spray dynamics», *Fuel*, 86 (2007), nº 7-8, 1093–1101.
- [31] DESANTES, J., R. PAYRI, F. SALVADOR, y A. GIL: «Development and validation of a theoretical model for diesel spray penetration», *Fuel*, 85 (2006), nº 7-8, 910–917.

- [32] DESANTES, J. M., J. ARRÈGLE, J. PASTOR, y A. DELAGE: «Influence of the fuel characteristics on the injection process in a D.I. Diesel engine», *SAE Paper 980802*, (1998).
- [33] DESANTES, J. M., R. PAYRI, J. M. PASTOR, y J. GIMENO: «Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part I: Nonevaporative conditions», *Atomization And Sprays*, 15 (2005), nº 5, 489–516.
- [34] DESANTES, J. M., R. PAYRI, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «Measurements of spray momentum for the study of cavitation in diesel injection nozzles», *SAE Paper 2003-01-0703*, (2003).
- [35] DESANTES, J. M., R. PAYRI, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «Prediction of Spray Penetration by Means of Spray Momentum Flux», *SAE Paper 2006-01-1387*, (2006).
- [36] DI GIORGIO, F., D. LAFORGIA, y V. DAMIANI: «Investigation of drop size distribution in the spray of a five-hole, VCO nozzle at high feeding pressure», *SAE Paper 950087*, (1995).
- [37] DIVER, C., J. ATKINSON, B. BEFRUI, H. J. HELML, y L. LI: «Improving the geometry and quality of a micro-hole fuel injection nozzle by means of hydroerosive grinding», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers – Part B – Engineering Manufacture*, 221 (2007), nº 1, 1–9.
- [38] DUMONT, N., O. SIMONIN, y C. HABCHI: «Cavitating flow in Diesel injectors and atomization: a bibliographical review», *In 8th International Congress on Liquid Atomization and Spray Systems, Pasadena, California, July*, (2000).
- [39] FENOLLOSA, C.: *Diseño y puesta a punto de un sistema experimental de estudio de chorros Diesel basado en la medida de cantidad de movimiento*, Proyecto Fin de Carrera, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1999.
- [40] FERRERO CORRAL, J. M.: *Instrumentación electrónica*, Universidad Politécnica de Valencia, Departamento de Ingeniería Electrónica, 1994.
- [41] FOX, T., y J. STARK: «Characteristics of miniature short-tube orifice flows», *Proc. Inst. Mech Engrs*, 203 (1989), 351–357.
- [42] FOX, T., y J. STARK: «Discharge coefficients for miniature fuel injectors», *Proc. Inst. Mech Engrs*, 203 (1989), 75–78.

-
- [43] GANIPPA, L., S. ANDERSSON, y J. CHOMIAK: «Transient measurements of discharge coefficients of Diesel nozzles», *SAE Paper 2000-01-2788*, (2000).
- [44] GANSER, M. A.: «Common rail injectors for 2000 bar and beyond», *SAE Paper 2000-01-0706*, (2000).
- [45] GARCÍA, J. M.: *Aportaciones al estudio del proceso de combustión turbulenta de chorros en motores diesel de inyección directa*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2004.
- [46] GAVAISES, M., y A. ANDRIOTIS: «Cavitation Inside Multi-Hole Injectors for Large Diesel Engines and Its Effect on the Near-Nozzle Spray Structure.», *SAE Paper 2006-01-1114*, (2006).
- [47] 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.
- [48] GONZÁLEZ, U.: *Efecto del choque de pared en las características del chorro Diesel de inyección directa*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 1998.
- [49] GRAVESEN, P., J. BRANEBJERG, y O. JENSEN: «Microfluidics-a review», *J. Micromech. Microeng*, 3 (1993), nº 4, 168–82.
- [50] GUERRASI, N., y P. DUPRAZ: «A Common Rail Injection System For High Speed Direct Injection Diesel Engines», *SAE Paper 980803*, (1998).
- [51] HATTORI, H., K. NARUMIYA, M. TSUE, y T. KADOTA: «Analysis of initial breakup mechanism of diesel spray injected into high-pressure ambience.», *SAE Paper 2004-01-0528*, (2004).
- [52] HAY, P., y P. JONES: «Comparaison of the various correlations for spray penetration», *SAE Paper 720776*, (1972).
- [53] HE, L., y F. RUIZ: «Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization», *Atomization and Sprays*, 5 (1995), 569–584.
- [54] HERMENS, S.: *Influence of Diesel injector nozzle geometry on the injection and combustion process*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2007.

- [55] HESPEL, C., J. BLAISOT, E. SAMSON, G. GOUESBET, y G. GREHAN: «Mesure de la vitesse en sortie d'injecteur, haute pression», *Congres Francophone de Techniques Laser, CFTL 2006, Toulouse*, (2006).
- [56] HINZE, J.: *Turbulence*, McGraw-Hill New York, 1975.
- [57] HIROYASU, H., y M. ARAI: «Structures of fuel spray in Diesel engines», *SAE Paper 900475*, (1990).
- [58] HIROYASU, H., M. ARAI, y M. SHIMIZU: «Break-up length of a liquid jet and internal flow in a nozzle», *In ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, July*, (1991).
- [59] HIROYASU, H., M. ARAI, y M. TABATA: «Empirical equations for the Sauter mean diameter of Diesel spray», *SAE Paper 890464*, (1989).
- [60] HUSBERG, T., V. MANENTE, R. EHLESKOG, y S. ANDERSSON: «Fuel Flow Impingement Measurements on Multi-Orifice Diesel Nozzles», *SAE Paper 2006-01-1552*, (2006).
- [61] IDELCHIK, I.: *Memento des pertes de charge*, Eyrolles Paris, 1968.
- [62] KAMPMANN, S., B. DITTUS, P. MATTES, y M. KIRNER: «The influence of hydro grinding at VCO nozzles on the mixture preparation in a D.I. diesel engine», *SAE transactions*, 105 (1996), nº 3, 1329–1339.
- [63] KATO, M., H. KANO, K. DATE, T. OYA, y K. NIIZUMA: «Flow analysis in nozzle hole in consideration of cavitation», *SAE Paper 970052*, (1997).
- [64] KATOH, T., T. KOYAMA, K. SASAKI, K. MORI, y K. MORI: «Common Rail Fuel Injection System for Improvement of Engine Performance on Heavy Duty Diesel Engine», *SAE Paper 980806*, (1998).
- [65] KIM, J. H., K. NISHIDA, T. YOSHIZAKI, y H. HIROYASU: «Characterization of flows in the sac chamber and the discharge hole of a DI Diesel injection nozzle by using a transparent model nozzle», *SAE Paper 972942*, (1997).
- [66] KNEFEL, T., y M. SOBIESZCZANSKI: «A comparison of unit injector and pump line nozzle systems», *SAE Paper 970350*, (1997).
- [67] KNOX-KELECY, A., y P. FARRELL: «Internal flow in a scale model of a Diesel fuel injector nozzle», *SAE Paper 922308*, (1992).

-
- [68] KOMAROFF, I., y K. MELCHER: «Messung der Strahlkraft und Strahlbewegungsgröße zur Beurteilung der Zerstäubungsgüte von Einspritzstrahlen», *Bosch Technische Berichte 3, Heft 6*, (1971).
- [69] VON KUENSBERG SARRE, C., S.-C. KONG, y R. D. REITZ: «Modeling the effects of injector nozzle geometry on diesel sprays», *SAE Paper 1999-01-0912*, (1999).
- [70] KULL, E., y G. KRÜGER: «Correlation of spray symmetry with mass and momentum of multihole diesel nozzles», en «THIESEL 2004 Conference on Thermo and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines», 2004, 7–10.
- [71] KURATLE, R. H., y A. SIGNER: *The Basic of Piezoelectric Measurement Technology*, Kistler Instrumente AG Winterthur, Switzerland.
- [72] LAUVIN, P., A. LÖFFLER, A. SCHMITT, W. ZIMMERMANN, y W. FUCHS: «Electronically Controlled High Pressure Unit Injector System for Diesel Engines», *SAE Paper 911819*, (1991).
- [73] LICHTAROWICZ, A. K., R. K. DUGGINS, y E. MARKLAND: «Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices», *J. Mech. Engng Sci.*, 7 (1965), nº 2.
- [74] 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.
- [75] MACIÁN, V., V. BERMUDEZ, R. PAYRI, y J. GIMENO: «New technique for determination of internal geometry of a diesel nozzle with the use of silicone methodology», *Experimental Techniques*, 27 (2003), nº 2, 39–43.
- [76] MACIÁN, V., R. PAYRI, X. MARGOT, y F. J. SALVADOR: «A CFD Analysis of the influence of diesel nozzle geometry on the inception of cavitation», *Atomization and Sprays*, 13 (2003), 579–604.
- [77] Mathworks: *Matlab Statistics Toolbox 6. User's Guide*.
- [78] MICHELS, U., C. KRÜGER, G. KÖNIG, M. BLESSING, V. SCHWARZ, y G. P. MERKER: «Analysis of the influence of the injection strategy on cavitating nozzle flow, spray formation and combustion in a heavy duty truck engine. Effects on spray and mixture formation», en «THIESEL 2004 Conference on Thermo and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines», 2004.

- [79] NABER, J. D., y D. L. SIEBERS: «Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays», *SAE Paper 960034*, (1996).
- [80] NURICK, W. H.: «Orifice cavitation and its effects on spray mixing», *Journal of fluids engineering*, 98 (1976), 681–687.
- [81] PALOMARES, A.: *Análisis de imágenes de chorros Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [82] PASTOR, J., J. ARRÈGLE, y A. PALOMARES: «Diesel spray images segmentation using a likelihood ratio test», *Applied Optics*, 40 (2001), nº 17, 2876–2885.
- [83] PAYRI, F., V. BERMÚDEZ, R. PAYRI, y F. SALVADOR: «The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles», *Fuel*, 83 (2004), 419–431.
- [84] PAYRI, F., J. M. DESANTES, y J. ARRÈGLE: «Characterization of D.I. Diesel sprays in high density conditions», *SAE Paper 960774*, (1996).
- [85] PAYRI, R., H. CLIMENT, F. SALVADOR, y A.-G. FAVENNEC: «Diesel injection system modelling. Methodology and application for a first generation common rail system», *Journal of Automobile Engineering*, 218 (2004), nº 1, 81–91.
- [86] PAYRI, R., J. GARCIA, F. SALVADOR, y J. GIMENO: «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics», *Fuel*, 84 (2005), nº 5, 551–561.
- [87] PAYRI, R., C. GUARDIOLA, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «Critical cavitation number determination in diesel injection nozzles», *Experimental Techniques*, 28 (2004), nº 3, 49–52.
- [88] PAYRI, R., X. MARGOT, y F. SALVADOR: «A Numerical Study of the influence of Diesel nozzle geometry on the inner cavitating flow», *SAE Paper 2002-01-0215*, (2002).
- [89] PAYRI, R., S. MOLINA, F. J. SALVADOR, y J. GIMENO: «A study of the relation between nozzle geometry, internal flow and sprays characteristics in diesel fuel injection systems», *Ksme International Journal*, 18 (2004), nº 7, 1222–1235.

-
- [90] PAYRI, R., S. RUIZ, F. SALVADOR, y J. GIMENO: «On The Dependence of Spray Momentum Flux in Spray Penetration», *Journal of Mechanical Science and Technology*, 21 (2007), nº 7, 1100–1111.
- [91] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO, y G. BRACHO: «A new methodology for correcting the signal cumulative phenomenon on injection rate measurements», *Experimental Techniques*, 32 (2007), nº 1, 46 – 49.
- [92] PAYRI, R., F. SALVADOR, J. GIMENO, y J. DE LA MORENA: «Macroscopic Behavior of Diesel Sprays in the Near-Nozzle Field», *SAE Paper 2008-01-0929*, (2008).
- [93] PAYRI, R., F. J. SALVADOR, J. GIMENO, y V. SOARE: «Determination of diesel sprays characteristics in real engine in-cylinder air density and pressure conditions», *Journal Of Mechanical Science And Technology*, 19 (2005), nº 11, 2040–2052.
- [94] PAYRI, R., B. TORMOS, F. SALVADOR, y A.-H. PLAZAS: «Using one-dimensional modelling to analyse the influence of diesel nozzle geometry in the injection rate characteristics», *International Journal of Vehicle Designed*, 39 (2005), nº 1, 58–78.
- [95] PLAZAS, A. H.: *Modelado unidimensional de inyectoros common-rail Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2005.
- [96] POTZ, D., W. CHIRST, y B. DITTUS: «Diesel nozzle: The determining interface between injection system and combustion chamber», en «THIESEL 2000 Conference on Thermo and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines», 2000.
- [97] RAMAMURTHI, K., y K. NANDAKUMAR: «Characteristics of flow through small sharp-edged cylindrical orifices», *Flow Measurement and Instrumentation*, 10 (1999), nº 3, 133–143.
- [98] REITZ, R., y F. BRACCO: «On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions», *SAE Paper 790494*, (1979).
- [99] REITZ, R., y F. BRACCO: «Mechanism of atomization of a liquid jet», *Physics of Fluids*, 25 (1982), nº 10, 1730.
- [100] REITZ, R., y F. BRACCO: «Mechanism of breakup of round liquid jets», *Encyclopedia of Fluids Mechanics*, Gulf publishing, 3 (1994).

- [101] REITZ, R., y R. DIWAKAR: «Effect of drop breakup on fuel sprays», *SAE Paper 860469*, (1986).
- [102] REITZ, R., y R. DIWAKAR: «Structure of high-pressure fuel sprays», *SAE Paper 870598*, (1987).
- [103] RODRÍGUEZ-ANTÓN, L., y J. CASANOVA-KINDELAN: «High Pressure Physical Properties of Fluids used in Diesel injection systems», *SAE Paper 2000-01-2046*, (2000).
- [104] RODRIGUEZ, P.: *Modelado del comportamiento hidrodinámico de sistemas de inyección directa Diesel*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2001.
- [105] ROTH, H., M. GAVAISES, y C. ARCOUMANIS: «Cavitation initiation, its development and link with flow turbulence in diesel injector nozzles.», *SAE Paper 2002-01-0214*, (2002).
- [106] ROTTA, J.: «Experimenteller Beitrag zur Entstehung turbulenter Strömung im Rohr», *Ingenieur-Archiv*, 24 (1956), nº 4, 258–281.
- [107] RUIZ, F.: «A few useful relations for cavitating orifices», *In Proceedings of International Conference on Liquid Atomizations and Spray System. ICLASS-91, Gaithersburg, Maryland, 15-18 July*, (1991), 595–602.
- [108] RUIZ, F.: «Turbulence inside a cavitating injector orifice: a different animal», *ILASS-Americas*, (1998), 133–137.
- [109] RUIZ, F., y N. A. CHIGIER: «Parametric experiments on liquid jet atomization spray angle», *Atomization and Sprays*, 1 (1991), 23–45.
- [110] RUIZ, S.: *Estudio teórico-experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros diesel D.I.*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2003.
- [111] 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.
- [112] SCHLICHTING, H.: *Boundary-Layer Theory*, Springer, 2000.
- [113] SCHMIDT, D. P., y M. . L. CORRADINI: «Analytical prediction of the exit flow of cavitating orifices», *Atomization and Sprays*, 7 (1997), nº 6, 603–616.

-
- [114] SCHMIDT, D. P., y M. L. CORRADINI: «The internal flow of Diesel fuel injector nozzles: a review», *Int J Engine Research. JER 00201 ImechE*, 2 (2001), nº 6.
- [115] SIEBERS, D. L.: «Scaling liquid-phase fuel penetration in diesel sprays based on mixing-limited vaporization», *SAE Paper 1999-01-0528*, (1999).
- [116] SOARE, V.: *Phase doppler measurement in diesel dense sprays: optimisation of measurements and study of the orifice geometry influence over the spray at microscopic level*, Tesis Doctoral, E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, Valencia, 2007.
- [117] SOTERIOU, C., R. ANDREWS, y M. SMITH: «Direct injection Diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization», *SAE Paper 950080*, (1995).
- [118] SOTERIOU, C., S. ZUELCH, M. LAMBERT, y D. PASSEREL: «The flow characteristics of high efficiency diesel nozzles with enhanced geometry holes», en «THIESEL 2006 Conference on Thermo and Fluid-dynamic Processes in Diesel Engines», 2006.
- [119] SOU, A., A. TOMIYAMA, S. HOSOKAWA, S. NIGORIKAWA, y T. MAEDA: «Cavitation in a Two-Dimensional Nozzle and Liquid Jet Atomization», *JSME International Journal Series B*, 49 (2006), nº 4, 1253–1259.
- [120] SOU, A., A. TOMIYAMA, S. HOSOKAWA, S. NIGORIKAWA, y Y. MATSUMOTO: «Visualization of Cavitation in a Two-Dimensional Nozzle and Liquid Jet», en «ICMF2004, Proc. 5th International Conference on Multiphase Flow», 2004.
- [121] SPALDING, D.: *Combustion and mass transfer*, Pergamon Press, 1979.
- [122] STUMPP, G., y M. RICCO: «Common Rail - An attractive fuel injection system for passenger car DI Diesel engines», *SAE Paper 960870*, (1996).
- [123] SU, W., Y. WANG, S. LI, S. SHI, X. HUI, y Q. DAYU: «Paircui - A New pressure accumulative, injection rate controllable unit injector for Diesel engine fuel systems», *SAE Paper 971680*, (1997).
- [124] VUORINEN, V., E. ANTILA, O. KAARIO, M. LARMI, E. EL-HANNOUNY, y S. GUPTA: «Near Nozzle Diesel Spray Modelling and X-Ray Measurements.», *SAE Paper 2006-01-1390*, (2006).

-
- [125] WAKURI, Y., M. FUJII, T. AMITANI, y R. TSNUMEYA: «Studies of the penetration of a fuel spray in a Diesel Engine», *Bull. JSME*, 3 (1960), nº 9, 123–130.
- [126] WALTHER, J.: *Quantitative Untersuchungen der Innenströmung in kavitierenden Dieseleinspritzdüsen*, Tesis Doctoral, TU Darmstadt, 2002.
- [127] WALTHER, J., J. K. SCHALLER, R. WIRTH, y C. TROPEA: «Characterization of cavitating flow fields in transparent diesel injection nozzles using fluorescent particle image velocimetry (FPIV)», *ILASS-Europe 2000*, (2000).
- [128] WAN, Y., y N. PETERS: «Scaling of spray penetration with evaporation», *Atomization and Sprays*, 9 (1999), nº 2, 111–132.
- [129] WHITE, F.: *Fluid mechanics*, McGraw-Hill, 2004.
- [130] YAMAKI, Y., K. MORI, H. KAMIKUBO, S. KOHKETSU, y T. KATO: «Application of common rail fuel injection system to a heavy duty Diesel engine», *SAE Paper 942294*, (1994).

Apéndice

Apéndice A

Resultados de geometría interna

A continuación se presentan los resultados completos obtenidos mediante la técnica de los moldes silicona para las toberas empleadas en los estudios de la presenta tesis. En concreto las toberas ensayadas son.

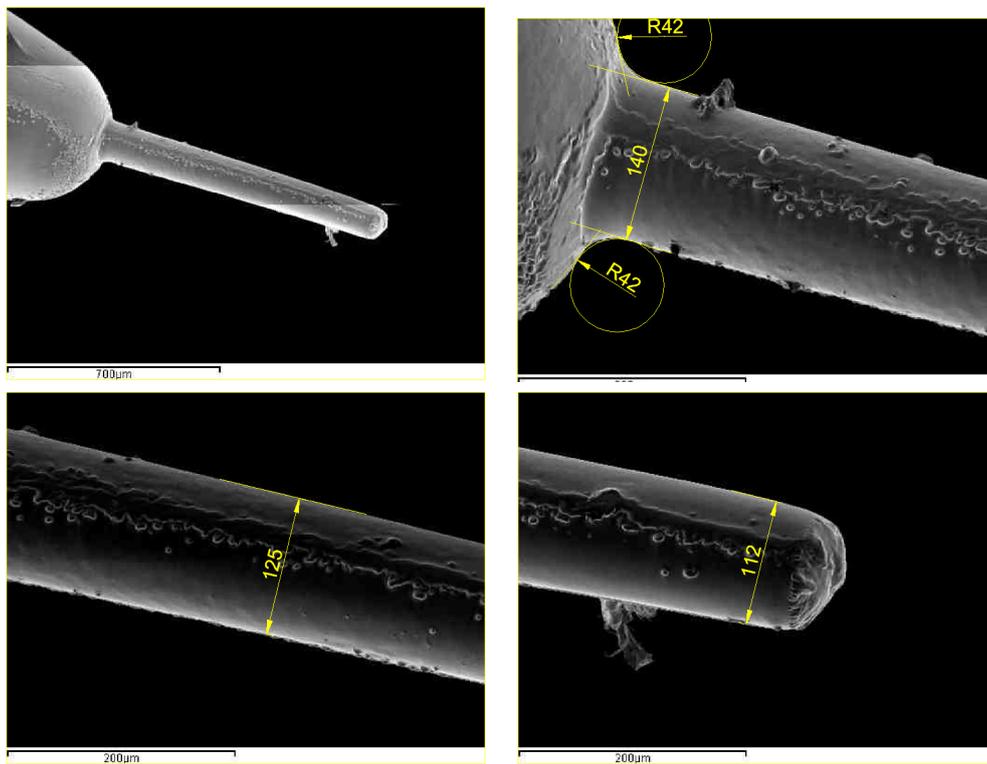
Estudio influencia del diámetro del orificio

- Tobera A
- Tobera B
- Tobera C

Estudio influencia de la convergencia del orificio

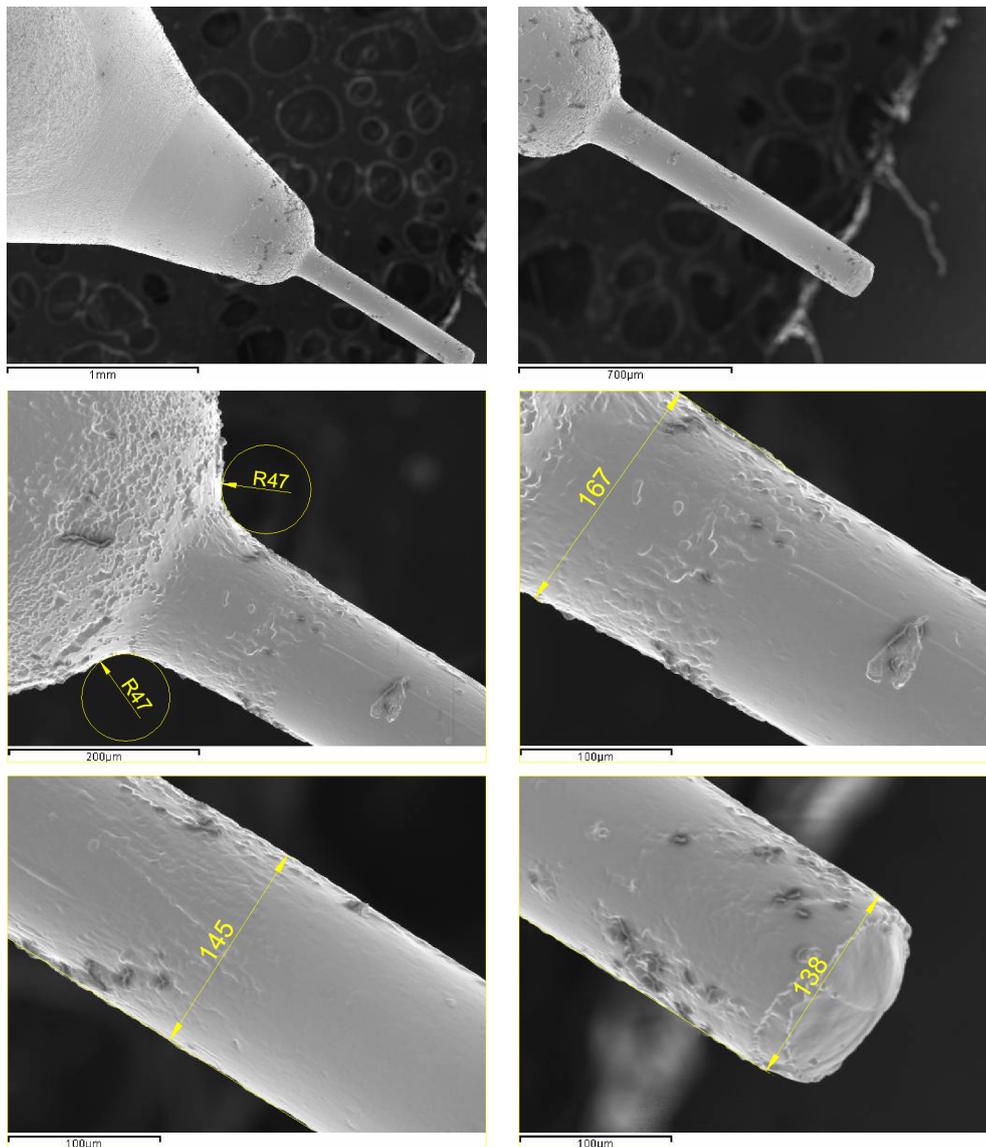
- Tobera Cilíndrica
- Tobera Cónica

Tobera A



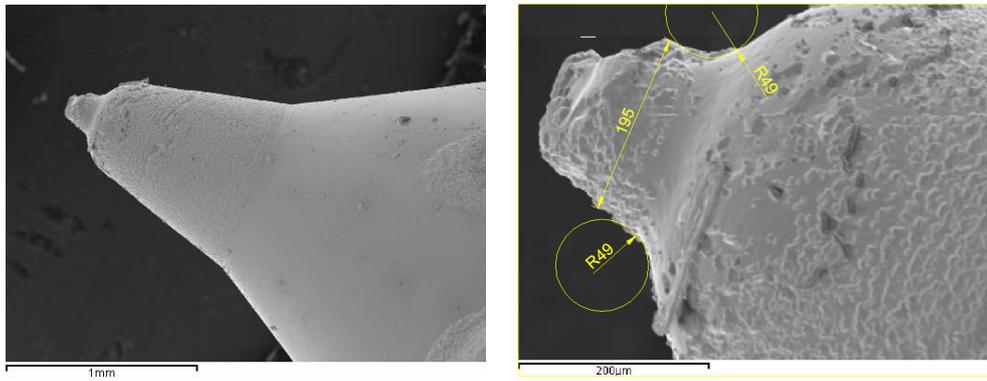
Tobera	r μm	D_e μm	D_m μm	D_o μm	k -factor -	AR %
A	42	140	125	112	2,8	36,0

Tobera B



Tobera	r µm	D_e µm	D_m µm	D_o µm	k -factor -	AR %
B	47	167	145	138	2,9	31,7

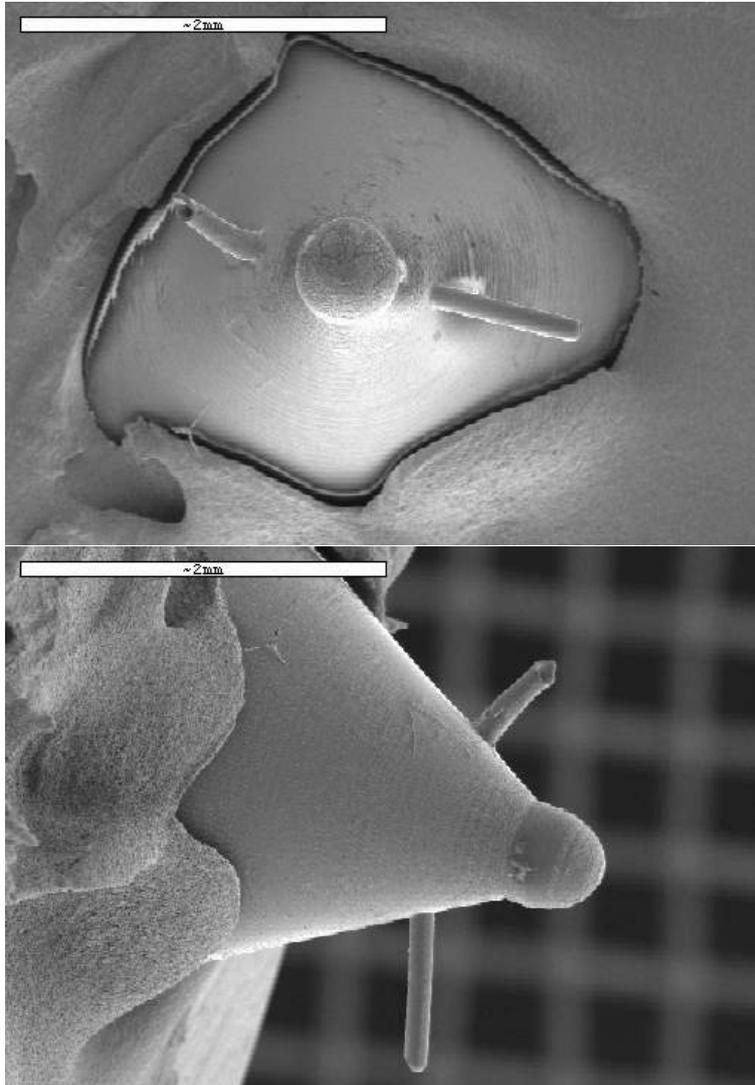
Tobera C



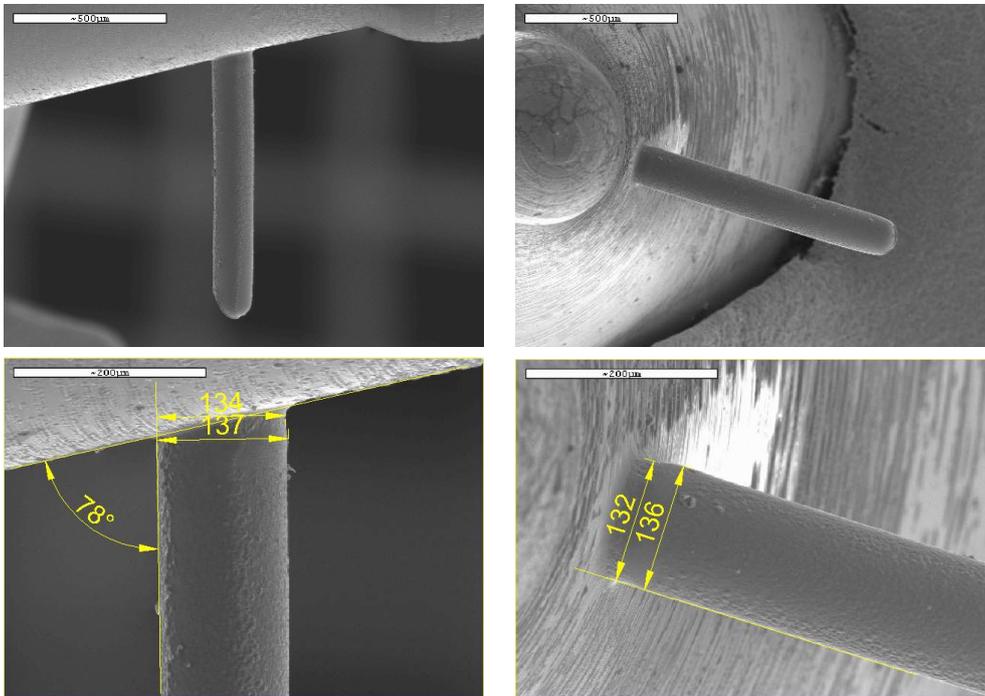
Tobera	r μm	D_e μm	D_m μm	D_o μm	k -factor -	AR %
C	49	195		156*	3,9	36,0

* Dato proveniente del fabricante de la tobera.

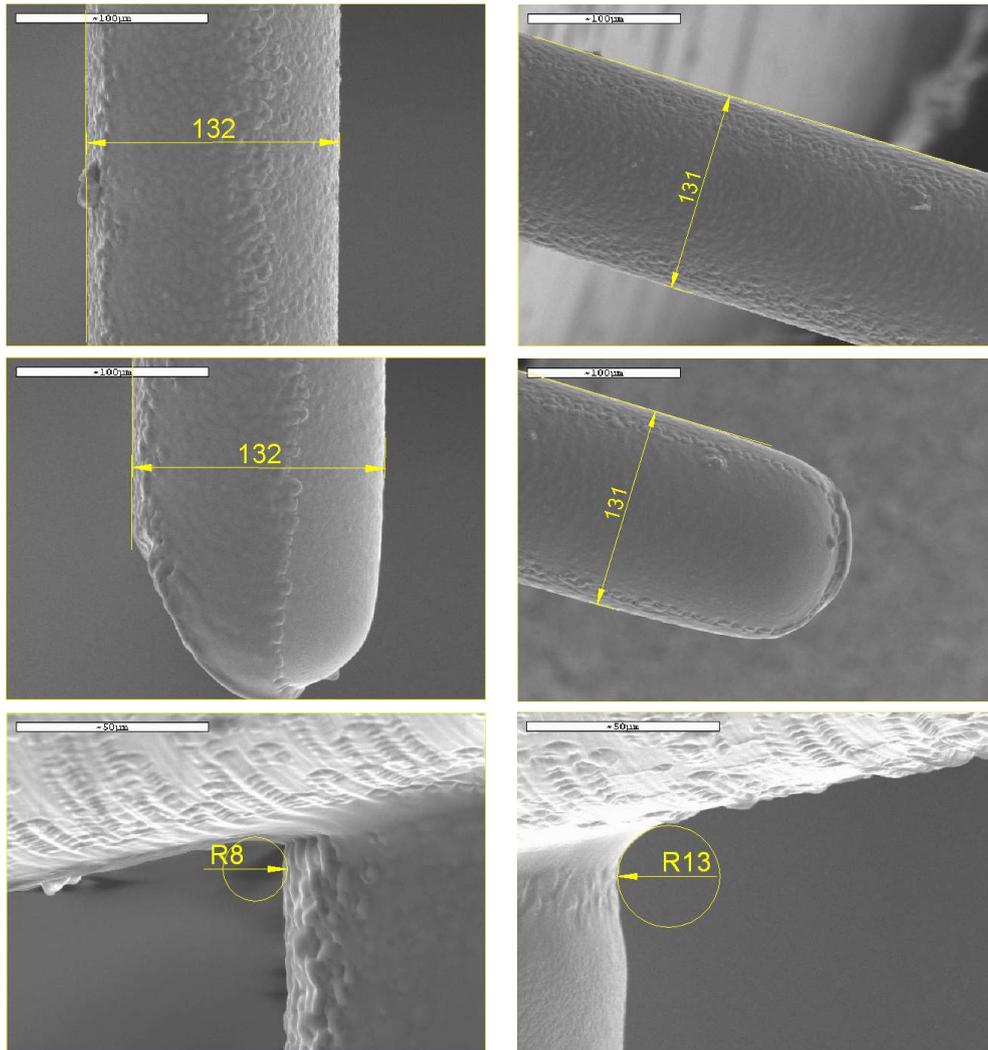
Tobera Cilíndrica



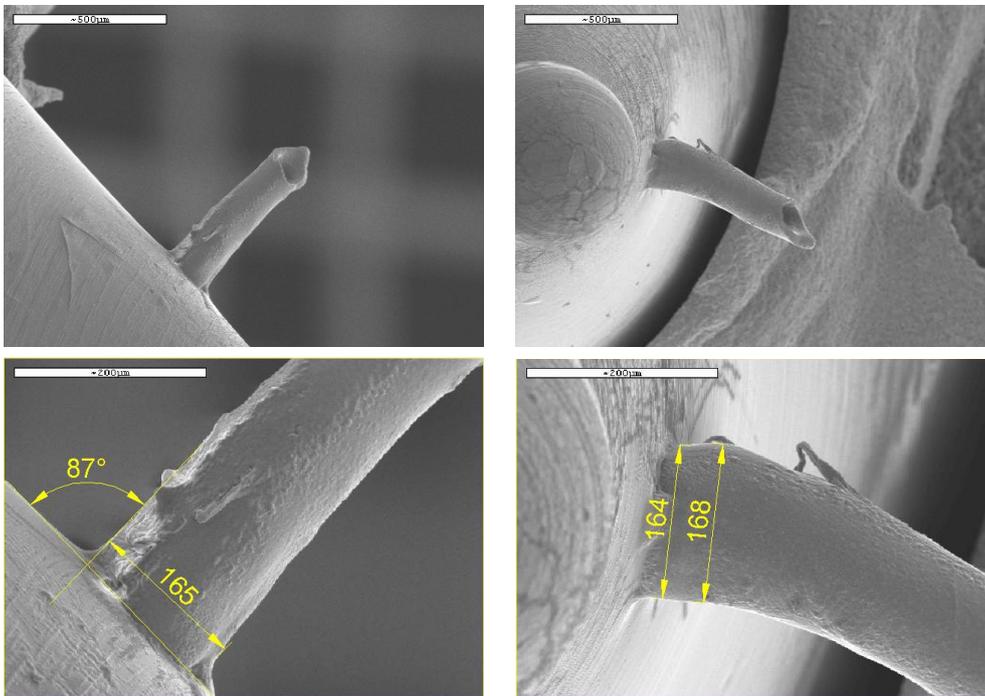
Tobera Cilíndrica – Orificio 1



Tobera Cilíndrica – Orificio 1



Tobera Cilíndrica – Orificio 2

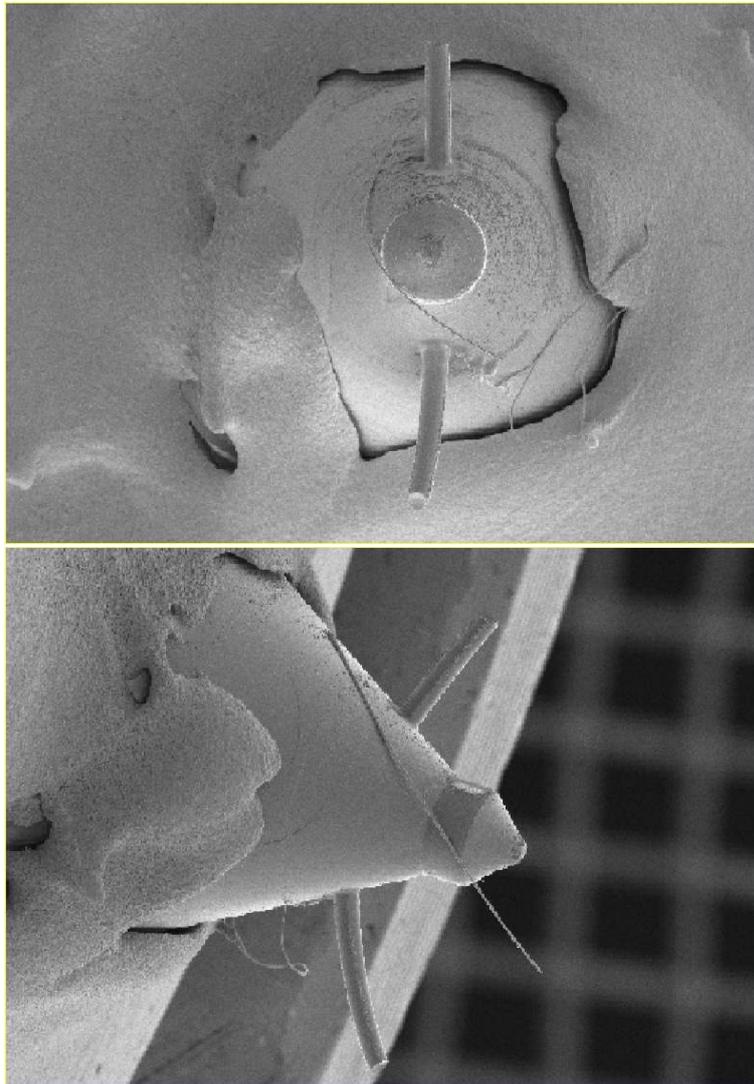


Tobera Cilíndrica – Resultados

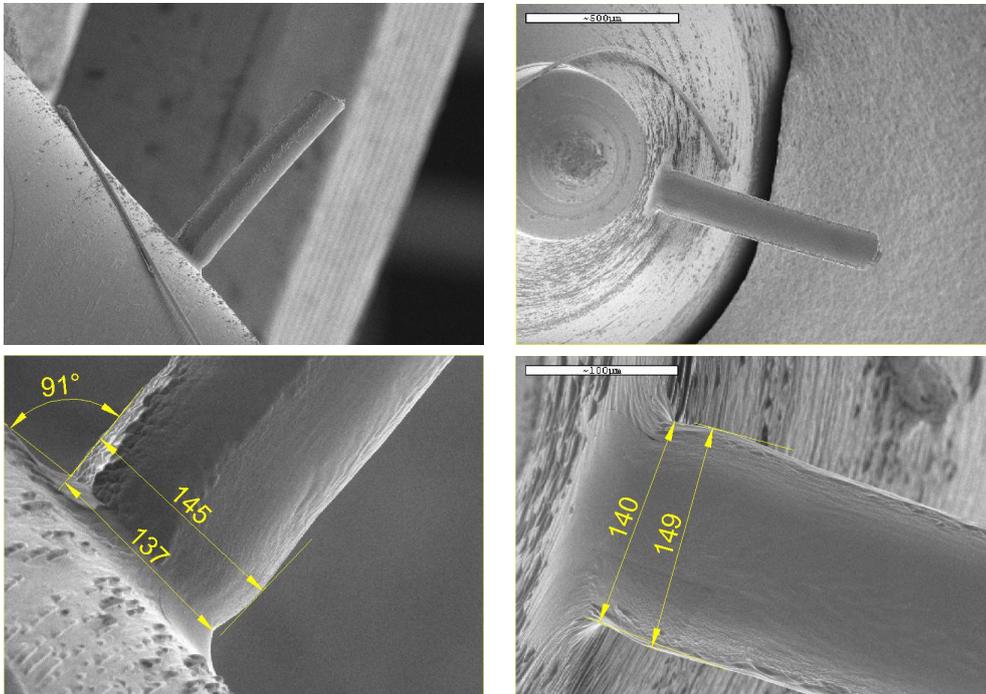
Orificio	D_{se} μm	D_{she} μm	D_{sm} μm	D_{so} μm	D_{be} μm	D_{bhe} μm	D_{bm} μm	D_{bo} μm
1	134	137	132	132	132	136	131	131
2								
Media	134	137	132	132	132	136	131	131

Orificio	r_a μm	r_b μm	D_e μm	D_{he} μm	D_m μm	D_o μm	k -factor -	AR %	IHE %
1	8	12	133	136	131	131	0,1	2,2	5,3
2									
Media	8	12	133	136	131	131	0,1	2,2	5,3

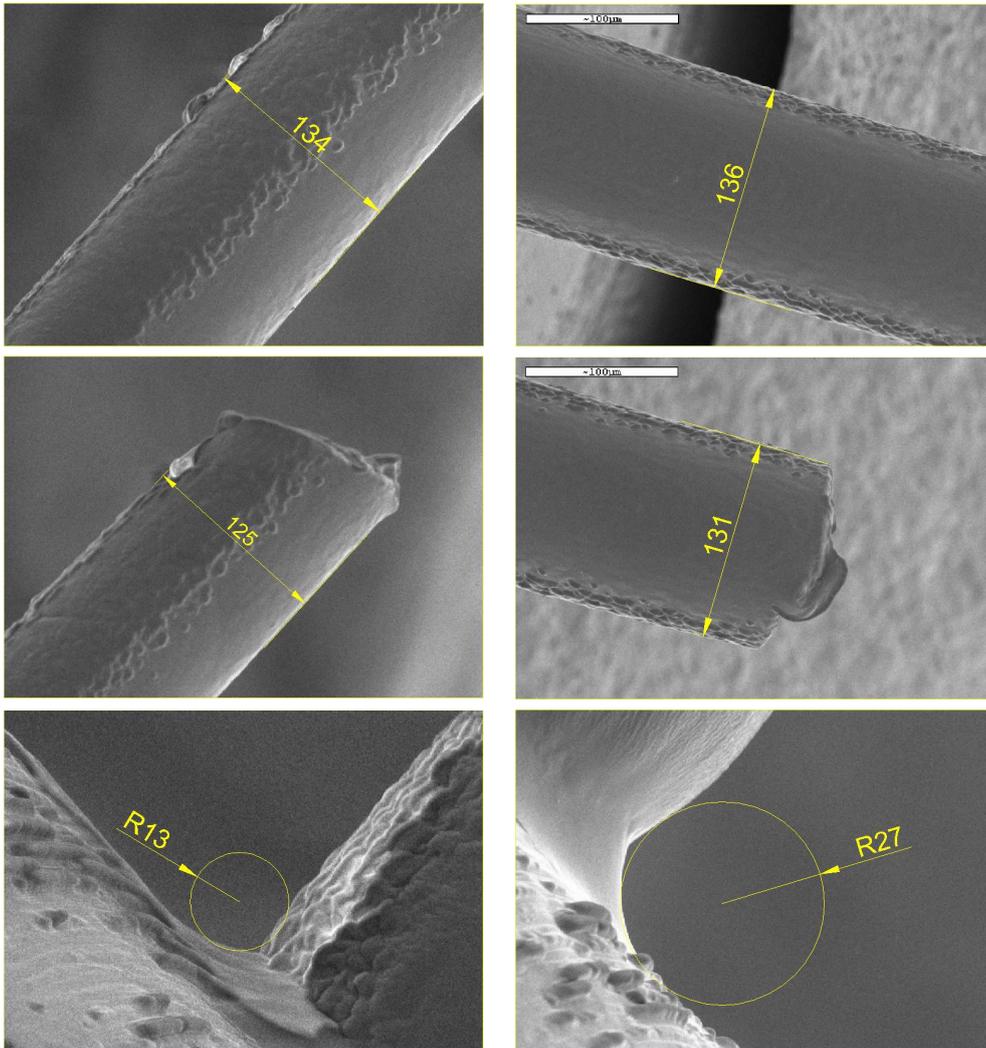
Tobera Cónica



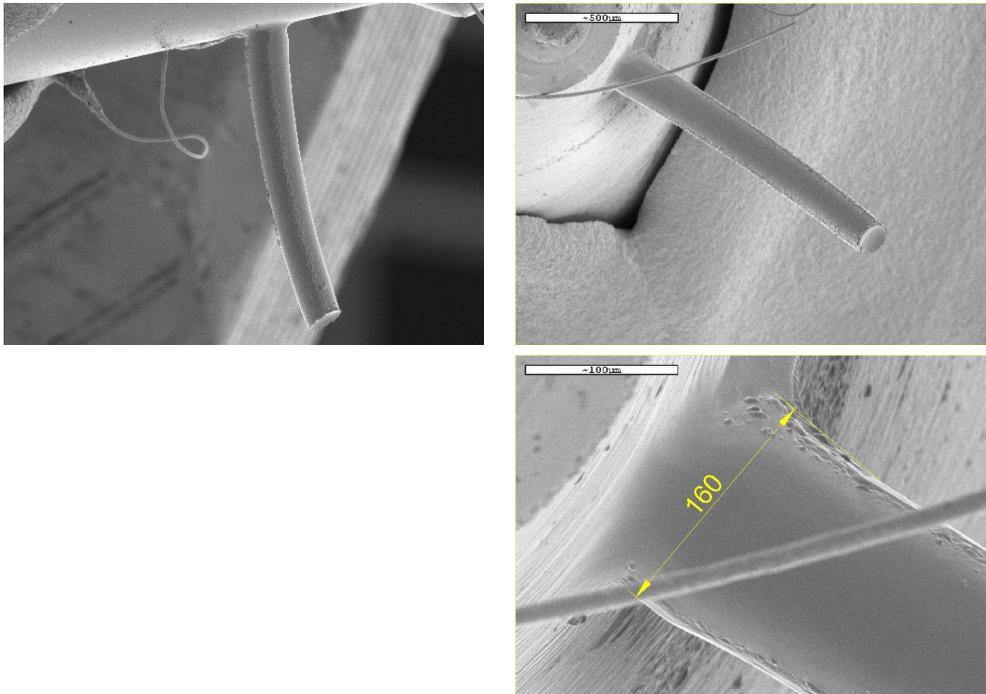
Tobera Cónica – Orificio 1



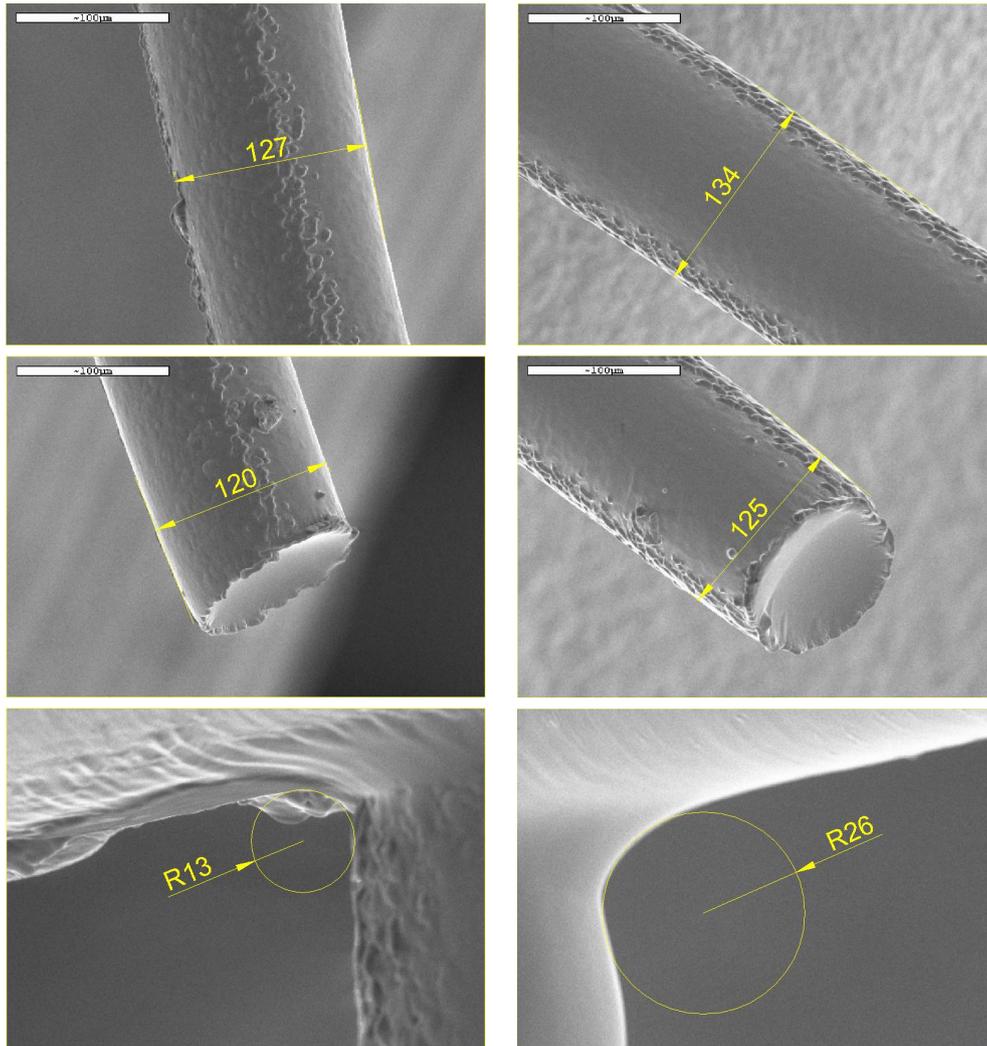
Tobera Cónica – Orificio 1



Tobera Cónica – Orificio 2



Tobera Cónica – Orificio 2



Tobera Cónica – Resultados

Orificio	D_{se} μm	D_{she} μm	D_{sm} μm	D_{so} μm	D_{be} μm	D_{bhe} μm	D_{bm} μm	D_{bo} μm
1	137	145	134	125	140	149	136	131
2	139	144	127	120			134	125
Media	138	145	131	123	140	149	135	128

Orificio	r_a μm	r_b μm	D_e μm	D_{he} μm	D_m μm	D_o μm	k -factor -	AR %	IHE %
1	13	27	138	147	135	128	1,1	14,6	12,6
2	13	26	139	144	130	122	1,7	22,4	7,3
Media	13	27	139	145	133	125	1,4	18,5	10,0