

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE VALÈNCIA
DEPARTAMENTO DE MÁQUINAS Y MOTORES TÉRMICOS



TESIS DOCTORAL

ESTUDIO EXPERIMENTAL Y COMPUTACIONAL DEL
PROCESO DE INYECCIÓN DIÉSEL MEDIANTE UN
CÓDIGO *CFD* CON MALLA ADAPTATIVA

Presentada por

David Jaramillo Císcar

Dirigida por

Dr. Francisco Javier Salvador Rubio

Dr. Francisco Payri González

València, 2 de noviembre de 2017

TESIS DOCTORAL

ESTUDIO EXPERIMENTAL Y COMPUTACIONAL DEL PROCESO DE INYECCIÓN DIÉSEL MEDIANTE UN CÓDIGO *CFD* CON MALLA ADAPTATIVA

Realizada por: D. David Jaramillo Císcar
Dirigida por: Dr. D. Francisco Javier Salvador Rubio
Dr. D. Francisco Payri González

TRIBUNAL CALIFICADOR:

Presidente: Dr. D. Raúl Payri Marín
Secretario: Dr. D. Octavio Armas Vergel
Vocal: Dr. D. Andres Melgar Bachiller

EVALUADORES EXTERNOS:

Dr. D. Andres Melgar Bachiller
Dr. D. María de los Reyes García Contreras
Dr. D. Michele Bardi

València, 2 de noviembre de 2017

Resumen

Los sistemas de inyección directa han sido uno de los aspectos principales en el desarrollo de los motores diésel actuales, debido a su influencia en los procesos de atomización y evaporación del combustible. El estudio de todos los fenómenos físicos y químicos que ocurren durante los pocos milisegundos que dura el proceso de inyección diésel contribuye a una mejor comprensión del mismo, y por tanto, un mejor control del proceso de combustión (i.e. mejora de la eficiencia energética y reducción de las emisiones contaminantes).

A pesar de su importancia, existen aún muchas incertidumbres respecto al flujo interno y al proceso de formación de la mezcla aire-combustible debido principalmente a la complejidad de su medida experimental, a causa de las pequeñas dimensiones de los orificios de los inyectores diésel, las altas presiones de inyección utilizadas (i.e. altas velocidades del combustible) y el comportamiento transitorio debido al movimiento de la aguja. Por ello, se recurre con cada vez más frecuencia al estudio computacional mediante simulaciones de *CFD* (*computational fluid dynamics*).

El objetivo de la tesis es el estudio comparativo del proceso de inyección de tres geometrías de toberas de inyector diferentes mediante un novedoso código de cálculo *CFD* con malla adaptativa utilizado para el estudio del flujo interno y del chorro diésel, en condiciones no evaporativas y evaporativas, y arrojar luz en la relación entre la geometría de las toberas y las constantes de calibración de los diferentes sub-modelos utilizados (atomización, coalescencia, evaporación, etc.) en la simulación. La particularidad de este código *CFD* y el motivo por el cuál se ha elegido para la presente tesis es la generación automática de la malla mediante el algoritmo de *AMR* (*adaptive mesh refinement*) presente en el propio código, refinando el mallado en aquellas zonas donde, debido a la presencia de importantes gradientes de velocidad, concentración, etc., se requiera mayor precisión.

Los resultados computacionales muestran un buen ajuste con los datos experimentales, especialmente en el caso del estudio transitorio del flujo interno, donde el algoritmo *AMR* ha permitido la generación dinámica de la malla y con ello el movimiento de la aguja del inyector sin afectar a la calidad de la misma. Además, el estudio computacional del chorro diésel mediante una aproximación euleriana-lagrangiana con tres geometrías de toberas diferentes ha permitido generalizar la calibración de los modelos de chorros para cualquier sistema de inyección (inyector) al relacionar la variación de los parámetros de los modelos con las condiciones de inyección.

Resum

Els sistemes d'injecció directa han sigut un dels principals aspectes en el desenvolupament dels motors dièsel actuals, a causa de la seua influència en els processos d'atomització i evaporació del combustible. L'estudi de tots els fenòmens físics i químics que ocorren durant els pocs mil·lisegons que dura el procés d'injecció dièsel contribueix a un millor enteniment del mateix, i per tant, a un millor control del procés de combustió, una millora de la eficiència energètica i una reducció de les emissions contaminants.

Malgrat la seua importància, hi ha encara moltes incerteses respecte al flux intern i el procés de formació de la mescla aire-combustible degut principalment a la complexitat de la mesura experimental, a causa de les menudes dimensions dels orificis dels injectors dièsel, les altes pressions d'injecció empleades (i.e. altes velocitats del combustible) y el comportament transitori degut al moviment de l'agulla. Per això, es cada volta mes freqüent d'utilització de ferramentes computacionals com les simulacions *CFD* (*computational fluid dynamics*).

L'objectiu d'aquesta Tesi és l'estudi comparatiu del procés d'injecció de tres geometries de toveres d'injectors diferents mitjançant un innovador codi de càlcul *CFD* amb malla adaptativa utilitzat per al estudi del flux intern i de l'esprai dièsel, en condicions no evaporatives i evaporatives, i aclarir la relació entre la geometria de les toveres i les constants de calibratge dels diferents submodels utilitzats (atomització, coalescència, evaporació, etc.) en la simulació. La particularitat d'aquest codi *CFD* i el motiu pel qual s'ha elegit per a la present Tesi es la generació automàtica de la malla mitjançant un algoritme *AMR* (*adaptive mesh refinement*) present en el propi codi, el qual permet el refinat de la malla en aquelles regions que degut a la presència d'importants gradients de velocitat, concentració, etc., es requereix major precisió.

Els resultats computacionals mostren un bon ajustament amb les dades experimentals, especialment per al cas del estudi transitori del flux intern, on el algoritme *AMR* ha permès la generació dinàmica de la malla i en conseqüència el moviment de l'agulla del injector sense afectar negativament la qualitat d'aquesta. A més, l'estudi computacional de l'esprai mitjançant una aproximació euleriana-lagrangiana amb tres geometries de toveres diferents ha permès generalitzar el calibratge dels models d'esprai per a qualsevol sistema d'injecció (injector) al relacionar la variació dels paràmetres dels models amb les condicions d'injecció.

Abstract

One of the main aspects in the development of modern diesel engines has been the direct injection systems, due to its influence in the atomization and evaporation processes. The study of all physical and chemical phenomena involved in the scarce milliseconds that the diesel injection last allows a better understanding of the injection. Therefore, it allows a better control of the combustion process (i.e. a higher energy efficiency and lower pollutant emissions).

Despite its relevance, there are however many uncertainties regarding the internal flow and the air-fuel mixing process, caused by the small size of the injector ducts, the high injection pressures (i.e. high velocities in the ducts) and the transient nature of the diesel injection influenced by the needle lift. Hence, the use of numerical simulations provides invaluable data to improve the knowledge of the process. Therefore, CFD (computational fluid dynamics) simulations are each day commoner.

In order to achieve the purpose of the present thesis, a comparative study of the injection process of three different diesel nozzles through a new CFD code, which simplifies the mesh creation and endows the simulation with the possibility of a dynamic mesh through the use of an AMR (adaptive mesh refinement) algorithm that refines the mesh where high gradients of the physical fields (velocity, concentration, etc.) exist, has been performed. This study has allowed to study the internal flow and diesel spray (in evaporative and non-evaporative conditions) and enlightened the relation between the nozzle geometry and the calibration parameters of the different sub-models used in the simulations (atomization, coalescence, evaporation, etc.).

The computational study shows a good agreement between the experimental data and the computational results, in particular for the transient internal flow study, where the AMR algorithm has allowed a run-time mesh generation and thus the study of the needle lift without a negative influence in the mesh quality. Furthermore, the computational study of the diesel spray through an eulerian-lagrangian approach with three different nozzle geometries arose the existing relation between the spray sub-models and the nozzle geometry, so that the spray calibration was generalized for every injection system (injector).

A mis padres

En primer lugar, quiero expresar mi más sincero agradecimiento a mi tutor y director Javier Salvador, sin cuya dedicación y esfuerzo esta Tesis no habría sido posible.

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.

Doy las gracias también a todo el personal del Departamento de Máquinas y Motores Térmicos, y en especial a todo el equipo de inyección y al fagocitado grupo de mantenimiento: Raúl, Jaime, Gabriela, Joaquín, Pedro, Marcos, Jorge, Jose Enrique, Omar, Oscar, Michele, Juan Pablo, Daniel, Alberto, Jesús, Mary, Sebas, Marco, Vincenzo, Santiago, Abian, Mario, Armando, Miguel, Guillermo y Leo.

Índice general

Índice general	I
Índice de figuras	V
Índice de tablas	XIV
Lista de símbolos	XVII
1 Planteamiento de la tesis	1
1.1. Introducción	1
1.2. Antecedentes	3
1.3. Objetivos	4
1.4. Estructura de la tesis	4
Referencias	6
2 Fundamentos del proceso de inyección	13
2.1. Introducción	13
2.2. Sistemas de inyección diésel	14
2.2.1. Sistemas de inyección directa en motores diésel	15
2.2.2. El sistema <i>common-rail</i>	17
2.2.3. Inyectores <i>common-rail</i>	19
2.3. Flujo interno en toberas de inyección diésel	22
2.3.1. Toberas de inyección diésel	23
2.3.2. Características del flujo interno	26
2.3.3. Caracterización hidráulica	30
2.3.4. El fenómeno de la cavitación	35

2.3.5.	Estudios computacionales sobre el flujo interno en toberas diésel	40
2.4.	Chorro diésel	44
2.4.1.	El proceso de atomización	44
2.4.2.	El proceso de evaporación	51
2.4.3.	Características macroscópicas del chorro diésel	53
2.4.4.	Características microscópicas del chorro diésel	58
2.4.5.	Estudios computacionales del chorro diésel	61
2.5.	Gasóleo	66
2.5.1.	Contexto actual	66
2.5.2.	Propiedades físico-químicas del gasóleo	67
	Referencias	69
3	Técnicas experimentales	89
3.1.	Introducción	89
3.2.	Caracterización geométrica de las toberas	90
3.2.1.	Obtención del molde de silicona	90
3.2.2.	Visualización del molde mediante microscopía electrónica de barrido	91
3.3.	Caracterización hidráulica del flujo interno	93
3.3.1.	Medición de la tasa de inyección	93
3.3.2.	Medición del flujo de cantidad de movimiento	95
3.4.	Visualización del chorro diésel	97
3.4.1.	Instalación de alta presión y alta temperatura	97
3.4.2.	Técnica de Mie Scattering	99
3.4.3.	Técnica de Schlieren	100
3.4.4.	Procesado de las imágenes	102
	Referencias	103
4	Metodología computacional	107
4.1.	Introducción	107
4.2.	Ecuaciones de Navier-Stokes	108
4.2.1.	Ecuación de continuidad	108
4.2.2.	Ecuación de conservación del momento	109
4.2.3.	Ecuación de conservación de la energía	109
4.3.	Modelado de la turbulencia	110
4.4.	Modelado del chorro	111
4.4.1.	Ecuación de movimiento de las gotas	112
4.4.2.	Modelos de atomización	114
4.4.3.	Modelos de colisión y coalescencia	118

4.4.4.	Modelos de evaporación	122
4.4.5.	Modelos de dispersión turbulenta	123
4.5.	Refinamiento adaptativo de la malla	125
	Referencias	127
5	Análisis de resultados	131
5.1.	Introducción	131
5.2.	Análisis de resultados experimentales	132
5.2.1.	Caracterización geométrica de las toberas	133
5.2.2.	Caracterización hidráulica	135
5.2.3.	Visualización del chorro diésel	143
5.3.	Estudio computacional del flujo interno con CONVERGE . . .	151
5.3.1.	Estudio de independencia de la malla	152
5.3.2.	Validación del código en condiciones estacionarias . . .	154
5.3.3.	Simulación del transitorio: Ley de levantamiento de la aguja	154
5.3.4.	Resultado de la simulación del transitorio	156
5.3.5.	Evaluación de la velocidad de inyección en el transitorio de apertura y cierre	164
5.4.	Simulación del chorro diésel	166
5.4.1.	Dominio computacional	166
5.4.2.	Refinamiento de malla adaptativo (<i>AMR</i>)	168
5.4.3.	Sensibilidad a parámetros numéricos	171
5.4.4.	Sensibilidad a parámetros físicos del chorro	173
5.4.5.	Estudio estadístico	177
5.4.6.	Optimización	183
5.4.7.	Validación del proceso de optimización con otros inyec- tores y comparación	184
5.4.8.	Análisis de la variación del parámetro C_{RT}	186
	Referencias	189
6	Conclusiones y desarrollos futuros	191
6.1.	Conclusiones	191
6.2.	Desarrollos futuros	194
	Bibliografía	197
A	Apéndice	221
A.1.	Tasa de inyección - Comparación entre inyectores	221
A.2.	Flujo de cantidad de movimiento	231
A.3.	Visualización del chorro diésel	234

A.3.1. Bosch CRI2.18	234
A.3.2. Bosch CRI2.22	240
A.3.3. Delphi DFI4	244
A.4. Sensibilidad a parámetros numéricos	248
A.5. Sensibilidad a parámetros físicos del chorro	256
A.6. Diseño de experimentos y estudio de análisis de la varianza (ANOVA)	275
A.7. ANOVA	275
A.8. Diseño de experimentos	279
Referencias	280

Índice de figuras

2.1. Esquema de tipos de motor diésel [6].	15
2.2. Esquema representativo de un sistema <i>common-rail</i> [11].	18
2.3. Funcionamiento del servomecanismo de un inyector <i>common-rail</i> [3].	20
2.4. Principales componentes de un inyector solenoide [13].	22
2.5. Válvula solenoide de un inyector <i>common-rail</i> [13].	23
2.6. Principales componentes de un inyector piezoeléctrico [13].	24
2.7. Tipos de tobera (VCO y saco) [13].	25
2.8. Parámetros geométricos de un orificio de inyección. [11].	26
2.9. Esquema de la estructura de la <i>vena contracta</i> [6].	27
2.10. Ejemplo del comportamiento típico del coeficiente de descarga en función del número de Reynolds en toberas no cavitantes [11].	32
2.11. Parámetros efectivos [59].	34
2.12. Esquema de la longitud de la cavitación en función del número de cavitación [13].	36
2.13. Representación esquemática del fenómeno de cavitación con los puntos característicos de Nurick [3].	37
2.14. Comparación del C_d versus número de cavitación [78].	39
2.15. Ejemplo de un fallo por fatiga producido por la cavitación [82].	39
2.16. Representación esquemática de los diferentes regímenes de atomi- zación [115].	45
2.17. Evolución cualitativa de la longitud de rotura con la velocidad del chorro [116].	47
2.18. Esquema tridimensional que clasifica los regímenes de atomización según Reitz y Bracco [113].	48
2.19. Esquema bidimensional que clasifica los regímenes de atomización según Reitz y Bracco [113].	49

2.20. Esquema de los regímenes de atomización secundaria de Wierzva [122].	51
2.21. Estructura macroscópica de un chorro diésel [11].	53
2.22. Fases líquidas y evaporativas del chorro diésel en condiciones evaporativas no reactivas [59].	58
2.23. Evolución de la concentración y la velocidad del chorro diésel a lo largo de su eje [69].	61
2.24. Automóviles registrados por tipo de motor en 2013 (Eurostat). . .	66
2.25. Características del parque automovilístico en España (Eurostat). .	67
3.1. Esquema de la realización del molde de silicona.	91
3.2. Microscopio electrónico de barrido y molde de silicona.	92
3.3. Esquema del caudalímetro EVI con sus partes principales.	93
3.4. Maqueta de cantidad de movimiento.	95
3.5. Esquema del impacto del chorro en la diana del sensor.	96
3.6. Esquema de la instalación de alta presión y alta temperatura: 1) Compresores 2) Depósitos de alta presión 3) Válvula principal 4) Filtro de alta presión 5) Sensor de presión 6) Regulador de presión 7) Sistema de control (<i>PLC</i>) 8) Sistema de calentamiento 9) Cámara principal 10) Sistema de refrigeración del inyector 11) Sistema de refrigeración de la maqueta 12) Intercambiador de calor 13) Intercambiador de calor 14) Filtro de alta presión 15) Válvulas de regulación del flujo 16) Sensor de presión 17) Filtro centrífugo 18) Grupo de 4 filtros de baja presión 19) Sensor de presión 20) Sensor de O ₂ 21) Caudalímetro 22) Válvulas de control del oxígeno/nitrógeno 23) Válvula de drenaje 24) Válvula de circuito abierto (salida) 25) Válvula de circuito abierto (entrada) 26) Depósito de baja presión [15].	98
3.7. Esquema del montaje óptico para la técnica Mie Scattering.	100
3.8. Esquema del montaje óptico para la técnica de Schlieren.	102
4.1. Representación gráfica de los procesos físicos que se modelan en el chorro [10].	112
4.2. Esquema representativo de la rotura de las gotas por el modelo de Rayleigh-Taylor.	117
4.3. Esquema representativo de la rotura de las gotas por el modelo de KH-RT.	118
4.4. Ejemplo de malla en CONVERGE en una válvula de admisión [1] y de un chorro diésel.	126

5.1.	Ejemplo tasa de inyección con múltiples tiempo de energización para el inyector Bosch CRI2.18.	136
5.2.	Ejemplo comparación de la tasa de inyección de los tres inyectores.	137
5.3.	Ejemplo de variación del flujo de cantidad de movimiento con la presión de inyección para una contrapresión de 50 bar.	138
5.4.	Comparación del comportamiento del coeficiente de descarga para los tres inyectores.	143
5.5.	Técnica de Mie Scattering - Inyector Bosch CRI2.18 ($T = 303 K, P_i = 1300 \text{ bar}, P_b = 70 \text{ bar}$).	145
5.6.	Ejemplo de la penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 303 K, P_b = 70 \text{ bar}$).	146
5.7.	Ejemplo de la penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.22 ($T = 303 K, P_i = 1000 \text{ bar}$).	146
5.8.	Ejemplo de comparación de la penetración del chorro de los tres inyectores ($T = 303 K, P_i = 1800 \text{ bar}, P_b = 50 \text{ bar}$).	147
5.9.	Técnica de Schlieren - Inyector Bosch CRI2.18 ($T = 800 K, P_i = 300 \text{ bar}, P_b = 30 \text{ bar}$).	149
5.10.	Ejemplo de la penetración del chorro del inyector Delphi DFI4 ($T = 800 K, P_i = 1000 \text{ bar}$ y $P_b = 50 \text{ bar}$).	150
5.11.	Ejemplo de la influencia de la contrapresión en la penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 950K, P_i = 1300\text{bar}$).	150
5.12.	Ejemplo de comparación de la penetración del chorro de los tres inyectores ($T = 800K, P_i = 1800\text{bar}, P_b = 70\text{bar}$).	151
5.13.	Condiciones de contorno para la simulación del flujo interno.	152
5.14.	Estudio de independencia de la malla para el flujo interno.	153
5.15.	Validación del código para todas las condiciones de presión.	155
5.16.	Esquema del modelo del inyector Bosch CRI2.18 en AMESim.	157
5.17.	Leyes de levantamiento obtenidas mediante AMESim.	158
5.18.	Variación de la malla al levantarse la aguja para el caso $P_i = 800 \text{ bar} - P_b = 10 \text{ bar}$	158
5.19.	Adaptación del campo de presión para el caso $P_i = 800 \text{ bar} - P_b = 10 \text{ bar}$	159
5.20.	Caída de presión total a lo largo del asiento de la aguja para distintos levantamientos ($P_i = 1800 \text{ bar} - P_b = 10 \text{ bar}$).	161
5.21.	Comparación de la tasa de flujo másico obtenido con movimiento de aguja para $P_i = 300$ y $800 \text{ bar} - P_b = 10 \text{ bar}$	162
5.22.	Comparación de la tasa de flujo másico obtenido con movimiento de aguja para $P_i = 1300$ y $1800 \text{ bar} - P_b = 10 \text{ bar}$	163
5.23.	Comparación de la señal de velocidad con movimiento de aguja para todas las presiones de inyección.	165

5.24. Dominio computacional.	167
5.25. Sensibilidad de la simulación al dominio computacional de tipo cilindro ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	167
5.26. Sensibilidad de la simulación al dominio computacional tipo sector ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	168
5.27. <i>AMR</i> por velocidad (niveles) - Caso no evaporativo (<i>sub-grid</i> 1 m/s).	169
5.28. <i>AMR</i> por velocidad (niveles) - Caso evaporativo (<i>sub-grid</i> 1 m/s).	170
5.29. <i>AMR</i> por velocidad (<i>sub-grid</i>) - Caso no evaporativo (tamaño mínimo de celda 250 μm).	170
5.30. <i>AMR</i> por temperatura y concentración (<i>sub-grid</i>) - Caso evaporativo (tamaño mínimo de celda 250 μm).	171
5.31. Ejemplo de la influencia del criterio de convergencia para la ecuación de momento ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	172
5.32. Ejemplo de la influencia del número de Courant–Friedrichs–Lewy ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	173
5.33. Ejemplo de la influencia de la constante de tamaño del modelo de Rayleigh-Taylor, C_{RT} , ($T = 900\text{K}$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	174
5.34. Ejemplo de la influencia de la constante de tamaño del modelo de Rayleigh-Taylor, C_{RT} , ($T = 950\text{K}$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	175
5.35. Ejemplo de la influencia del parámetro del término fuente de dispersión turbulenta, c_s , ($T = 303\text{K}$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	176
5.36. Ejemplo de la influencia del parámetro del término fuente de dispersión turbulenta, c_s , ($T = 950\text{K}$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	176
5.37. Diagrama de Pareto de las interacciones significativas al 1%.	181
5.38. Ejemplo de la influencia respecto a la medida experimental de la constante de tiempo del modelo de Kelvin-Helmholtz, B_1 , ($T = 950 \text{ K}$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	182
5.39. Ejemplo de la influencia de la constante de tiempo del modelo de Kelvin-Helmholtz, B_1 , ($T = 303\text{K}$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	182
5.40. Influencia del parámetro C_{RT} , ($T = 950\text{K}$, $P_i = 1300 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	183
5.41. Influencia del parámetro C_{RT} en el inyector Bosch CRI 2.18.	184
5.42. Ejemplo de la simulación del chorro diésel para el inyector Bosch CRI2.22 con la optimización obtenida para el Bosch CRI2.18.	185
5.43. Influencia del parámetro C_{RT} en el inyector Bosch CRI2.22.	185
5.44. Ejemplo de la simulación del chorro diésel para el inyector Bosch CRI2.22 con la nueva optimización.	186
5.45. Influencia del parámetro C_{RT} en el inyector Delphi DFI4.	187
5.46. Variación del valor del parámetro C_{RT} respecto al número de Reynolds.	188

A.1. $P_i = 300$ bar - $P_b = 30$ bar.	222
A.2. $P_i = 300$ bar - $P_b = 50$ bar.	223
A.3. $P_i = 300$ bar - $P_b = 70$ bar.	223
A.4. $P_i = 800$ bar - $P_b = 30$ bar.	224
A.5. $P_i = 800$ bar - $P_b = 50$ bar.	224
A.6. $P_i = 800$ bar - $P_b = 70$ bar.	225
A.7. $P_i = 1000$ bar - $P_b = 30$ bar.	225
A.8. $P_i = 1000$ bar - $P_b = 50$ bar.	226
A.9. $P_i = 1000$ bar - $P_b = 70$ bar.	226
A.10. $P_i = 1300$ bar - $P_b = 30$ bar.	227
A.11. $P_i = 1300$ bar - $P_b = 50$ bar.	227
A.12. $P_i = 1300$ bar - $P_b = 70$ bar.	228
A.13. $P_i = 1800$ bar - $P_b = 30$ bar.	228
A.14. $P_i = 1800$ bar - $P_b = 50$ bar.	229
A.15. $P_i = 1800$ bar - $P_b = 70$ bar.	229
A.16. $P_i = 2000$ bar - $P_b = 30$ bar.	230
A.17. $P_i = 2000$ bar - $P_b = 50$ bar.	230
A.18. $P_i = 2000$ bar - $P_b = 70$ bar.	231
A.19. $P_i = 300$ bar.	232
A.20. $P_i = 800$ bar.	232
A.21. $P_i = 1300$ bar.	233
A.22. $P_i = 1800$ bar.	234
A.23. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T =$ 303K, $P_b = 70$ bar).	235
A.24. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T =$ 330K, $P_b = 10$ bar).	235
A.25. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T =$ 330K, $P_b = 30$ bar).	236
A.26. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T =$ 800K, $P_b = 30$ bar).	236
A.27. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T =$ 800K, $P_b = 50$ bar).	237
A.28. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T =$ 800K, $P_b = 70$ bar).	237
A.29. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T =$ 800K, $P_b = 80$ bar).	238
A.30. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T =$ 950K, $P_b = 30$ bar).	238
A.31. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T =$ 950K, $P_b = 50$ bar).	239

A.32. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 950K, P_b = 70bar$).	239
A.33. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 950K, P_b = 80bar$).	240
A.34. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.22 ($T = 303K, P_b = 30bar$).	240
A.35. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.22 ($T = 303K, P_b = 50bar$).	241
A.36. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.22 ($T = 303K, P_b = 70bar$).	241
A.37. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.22 ($T = 800K, P_b = 30bar$).	242
A.38. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.22 ($T = 800K, P_b = 50bar$).	242
A.39. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.22 ($T = 900K, P_b = 30bar$).	243
A.40. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.22 ($T = 900K, P_b = 50bar$).	243
A.41. Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.22 ($T = 900K, P_b = 70bar$).	244
A.42. Penetración del chorro del inyector Delphi DF14 ($T = 303K, P_b = 30bar$).	244
A.43. Penetración del chorro del inyector Delphi DF14 ($T = 303K, P_b = 50bar$).	245
A.44. Penetración del chorro del inyector Delphi DF14 ($T = 303K, P_b = 70bar$).	245
A.45. Penetración del chorro del inyector Delphi DF14 ($T = 800K, P_b = 30bar$).	246
A.46. Penetración del chorro del inyector Delphi DF14 ($T = 800K, P_b = 50bar$).	246
A.47. Penetración del chorro del inyector Delphi DF14 ($T = 900K, P_b = 30bar$).	247
A.48. Penetración del chorro del inyector Bosch Delphi DF14 ($T = 900K, P_b = 50bar$).	247
A.49. Ejemplo de la influencia de la resolución de la ecuación de momento de forma conservativa ($P_i = 1800 bar$ y $P_b = 70 bar$).	248
A.50. Ejemplo de la influencia del número máximo de iteraciones en la resolución de la ecuación de continuidad ($P_i = 1800 bar$ y $P_b = 70 bar$).	249

A.51.	Ejemplo de la influencia del número de iteraciones en la resolución de la ecuación de la presión ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	249
A.52.	Ejemplo de la influencia del número de ciclos entre los que se realiza <i>load balancing</i> ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	250
A.53.	Ejemplo de la influencia del número de iteraciones en la resolución de la ecuación de la presión ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	250
A.54.	Ejemplo de la influencia del número de Courant–Friedrichs–Lewy basado en la velocidad del sonido ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	251
A.55.	Ejemplo de la influencia del número de Courant–Friedrichs–Lewy basado en la viscosidad ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	251
A.56.	Ejemplo de la influencia del número de Courant–Friedrichs–Lewy ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	252
A.57.	Ejemplo de la influencia del criterio de convergencia para el algoritmo <i>PISO</i> ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	252
A.58.	Ejemplo de la influencia del máximo número de iteraciones en cada nivel del algoritmo <i>multigrid</i> para la ecuación de la presión ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	253
A.59.	Ejemplo de la influencia de los factores de <i>under relaxation</i> para las ecuaciones de la turbulencia ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	253
A.60.	Ejemplo de la influencia de los factores de <i>under relaxation</i> para la ecuación de la presión ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	254
A.61.	Ejemplo de la influencia del criterio de convergencia para las ecuaciones de la turbulencia ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	254
A.62.	Ejemplo de la influencia del criterio de convergencia para la ecuación de continuidad ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	255
A.63.	Ejemplo de la influencia del criterio de convergencia para la ecuación de la presión ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	255
A.64.	Ejemplo de la influencia del criterio de convergencia para la ecuación de momento ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	256
A.65.	Ejemplo de la influencia de una distribución uniforme de <i>parcels</i> a la salida del inyector, ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	257
A.66.	Ejemplo de la influencia de una distribución uniforme de <i>parcels</i> a la salida del inyector, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	257
A.67.	Ejemplo de la influencia del parámetro, c_{ps} , del tiempo de correlación turbulento (ver Sección 4.4.5) ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	258
A.68.	Ejemplo de la influencia del parámetro, c_{ps} , del tiempo de correlación turbulento (ver Sección 4.4.5) ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	258

A.69.	Ejemplo de la influencia del parámetro del término fuente de dispersión turbulenta, c_s , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). .	259
A.70.	Ejemplo de la influencia del parámetro del término fuente de dispersión turbulenta, c_s , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). .	259
A.71.	Ejemplo de la influencia de la constante de tamaño del modelo de Kelvin-Helmholtz, B_0 , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). .	260
A.72.	Ejemplo de la influencia de la constante de tamaño del modelo de Kelvin-Helmholtz, B_0 , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). .	260
A.73.	Ejemplo de la influencia de la constante de tiempo del modelo de Kelvin-Helmholtz, B_1 , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). .	261
A.74.	Ejemplo de la influencia de la constante de tiempo del modelo de Kelvin-Helmholtz, B_1 , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). .	261
A.75.	Ejemplo de la influencia de la constante de velocidad del modelo de Kelvin-Helmholtz, C_1 , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). .	262
A.76.	Ejemplo de la influencia de la constante de velocidad del modelo de Kelvin-Helmholtz, C_1 , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). .	262
A.77.	Ejemplo de la influencia del uso de una malla especial para la colisión de <i>parcels</i> , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). . . .	263
A.78.	Ejemplo de la influencia del uso de una malla especial para la colisión de <i>parcels</i> , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). . . .	263
A.79.	Ejemplo de la influencia del refinado en el uso de una malla especial para la colisión de <i>parcels</i> , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). .	264
A.80.	Ejemplo de la influencia del refinado en el uso de una malla especial para la colisión de <i>parcels</i> , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). .	264
A.81.	Ejemplo de la influencia de los distintos tipos de colisión entre <i>parcels</i> , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	265
A.82.	Ejemplo de la influencia de los distintos tipos de colisión entre <i>parcels</i> , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	265
A.83.	Ejemplo de la influencia de la constante de tamaño del modelo de Rayleigh-Taylor, C_{RT} , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). .	266
A.84.	Ejemplo de la influencia de la constante de tamaño del modelo de Rayleigh-Taylor, C_{RT} , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). .	266
A.85.	Ejemplo de la influencia de la constante de tiempo del modelo de Rayleigh-Taylor, C_I , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). . .	267
A.86.	Ejemplo de la influencia de la constante de tiempo del modelo de Rayleigh-Taylor, C_I , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). . .	267
A.87.	Ejemplo de la influencia de la constante de longitud del acoplamiento de los modelos de atomización de Kelvin-Helmholtz y el de Rayleigh-Taylor, C_{bl} , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). . .	268

A.88.	Ejemplo de la influencia de la constante de longitud del acoplamiento de los modelos de atomización de Kelvin-Helmholtz y el de Rayleigh-Taylor, C_{bl} , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$). . .	268
A.89.	Ejemplo de la influencia del coeficiente de arrastre, C_D , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	269
A.90.	Ejemplo de la influencia del coeficiente de arrastre, C_D , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	269
A.91.	Ejemplo de la influencia del modelo de evaporación, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	270
A.92.	Ejemplo de la influencia de la creación de nuevas <i>parcels</i> durante la atomización, ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	270
A.93.	Ejemplo de la influencia de la creación de nuevas <i>parcels</i> durante la atomización, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	271
A.94.	Ejemplo de la influencia del exceso del porcentaje másico medio para la creación de nuevas <i>parcels</i> durante la atomización, ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	271
A.95.	Ejemplo de la influencia del exceso del porcentaje másico medio para la creación de nuevas <i>parcels</i> durante la atomización, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	272
A.96.	Ejemplo de la influencia del porcentaje másico de la <i>parcel</i> madre a la nueva <i>parcel</i> , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	272
A.97.	Ejemplo de la influencia del porcentaje másico de la <i>parcel</i> madre a la nueva <i>parcel</i> , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	273
A.98.	Ejemplo de la influencia de los modelos de post-colisión, ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	273
A.99.	Ejemplo de la influencia de los modelos de post-colisión, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	274
A.100.	Ejemplo de la influencia de los modelos de dispersión turbulenta, ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	274
A.101.	Ejemplo de la influencia de los modelos de dispersión turbulenta, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).	275

Índice de tablas

2.1.	Valores geométricos típicos de una tobera de inyección diésel. . . .	25
2.2.	Valores típicos de inyección diésel.	30
2.3.	Valores de velocidad de salida considerando $p_c = 3MPa$	31
2.4.	Correlaciones de C_d en función de Re usadas en la literatura. . . .	33
2.5.	Definición de la transición entre los regímenes de atomización presente en la literatura.	50
2.6.	Definición de la transición entre los regímenes de atomización secundaria presente en la literatura.	52
2.7.	Definición de diámetros medios de gotas.	59
2.8.	Normativa europea de emisiones para turismos diésel.	68
2.9.	Propiedades gasóleo (EN 590:2014) [194] y FAME (EN 14214:2012) [195].	69
4.1.	Valores de las constantes derivadas por Yakhot et al. [5].	112
5.1.	Caracterización geométrica de la tobera del Bosch CRI2.18	133
5.2.	Caracterización geométrica de la tobera del Bosch CRI2.22	134
5.3.	Caracterización geométrica de la tobera del Delphi DFI4	134
5.4.	Parámetros y coeficientes adimensionales del inyector Bosch CRI 2.18 ($P_i = 300, 800 \text{ bar}$).	139
5.5.	Parámetros y coeficientes adimensionales del inyector Bosch CRI 2.18 ($P_i = 1300, 1800 \text{ bar}$).	140
5.6.	Parámetros y coeficientes adimensionales del inyector Bosch CRI 2.22 ($P_i = 300, 1000 \text{ bar}$).	141
5.7.	Parámetros y coeficientes adimensionales del inyector Bosch CRI 2.22 ($P_i = 1800, 2000, 2500 \text{ bar}$).	141

5.8. Parámetros y coeficientes adimensionales del inyector Delphi DF14 ($P_i = 300, 1000 \text{ bar}$).	142
5.9. Parámetros y coeficientes adimensionales del inyector Delphi DF14 ($P_i = 1800, 2000 \text{ bar}$).	142
5.10. DOE reducido (Parte 1) - Criterio D-óptimo (eficiencia 61,2%). . .	179
5.11. DOE reducido (Parte 2) - Criterio D-óptimo (eficiencia 61,2%). . .	180

Lista de símbolos

Símbolos griegos

ϵ	Disipación de energía cinética turbulenta
ϵ	Error relativo
κ	Constante de Kármán
λ	Longitud de onda
μ	Viscosidad dinámica
μ_t	Viscosidad turbulenta
ν	Viscosidad cinemática
ν_{col}	Frecuencia de las colisiones de gotas
Ω	Máxima tasa de crecimiento
ω	Tasa de crecimiento de la perturbación
ψ	Factor de compresibilidad
ρ	Densidad
ρ_a	Densidad del gas
ρ_f	Densidad del combustible
σ	Tensión superficial del combustible
θ	Ángulo del chorro
Υ_m	Fracción másica
ξ	Coefficiente de pérdidas de carga localizadas
ζ	Viscosidad dilatacional

Símbolos latinos

\dot{M}_f	Flujo de cantidad de movimiento
-------------	---------------------------------

\dot{m}_f	Flujo másico de combustible
a	Velocidad del sonido
A_o	Área del orificio de salida
A_{ef}	Área efectiva
B_1	Constante de tiempo del modelo de atomización de Kelvin-Helmholtz
b_{crit}	Parámetro de impacto
C	Concentración
C_1	Constante de velocidad del modelo de atomización de Kelvin-Helmholtz
C_A	Coefficiente de área
C_D	Coefficiente de arrastre
C_d	Coefficiente de descarga
C_I	Constante de tiempo del modelo de atomización de Rayleigh-Taylor
c_s	Constante que modela el término fuente de la dispersión turbulenta de las <i>parcels</i>
C_V	Coefficiente de velocidad
C_{bl}	Constante de longitud del acoplamiento de los modelos de atomización de Kelvin-Helmholtz y el de Rayleigh-Taylor
c_{ps}	Constante que interviene en el cálculo del tiempo de correlación turbulento de las <i>parcels</i>
C_{RT}	Constante de tamaño del modelo de atomización de Rayleigh-Taylor
CN	Número de cavitación
D	Difusividad másica
D_e	Diámetro de entrada del orificio
D_o	Diámetro de salida del orificio
e	Energía interna específica
F	Fuerza
g	Aceleración de la gravedad
h	Entalpía
K	Conductividad térmica
k	Energía cinética turbulenta
k_{fric}	Coefficiente de fricción
L	Longitud del orificio
LL	Longitud líquida
Oh	Número de Ohnesorge
P	Presión

p_b	Presión de la cámara
p_i	Presión de inyección
p_v	Presión de vapor
r_e	Radio de acuerdo
Re	Número de Reynolds
S	Penetración del chorro
S	Termino fuente
Sc	Número de Schmidt
Sh	Número de Sherwood
SMD	Diámetro medio de Sauter
T	Temperatura
t	Tiempo
Ta	Número de Taylor
u	Velocidad
u_{ef}	Velocidad efectiva
u_{teo}	Velocidad teórica
We	Número de Weber

Capítulo 1

Planteamiento de la tesis

1.1. Introducción

Las últimas décadas se han caracterizado por una sensibilización cada vez mayor de la sociedad y la industria sobre la problemática de las emisiones contaminantes y la eficiencia energética [1-6]. Esto ha dado a lugar, en el sector automovilístico, a nuevas regulaciones cada vez más restrictivas, como la nueva normativa europea, Euro 6. Por ello, hay un gran esfuerzo por parte de la industria y los centros de investigación en el desarrollo de diversas medidas, entre las que se encuentra la evaluación de nuevos sistemas de inyección que permitan mejorar el proceso de formación de la mezcla aire-combustible, y con ello, el posterior proceso de combustión [7-11] que posibiliten la fabricación de nuevos motores más eficientes y que conlleven un menor impacto ambiental. Gracias a estos avances, los motores diésel son hoy en día uno de los motores de combustión más eficientes [12].

Los sistemas de inyección directa han sido uno de los aspectos principales en el desarrollo de los motores diésel debido a la posibilidad de controlar la auto-ignición del combustible inyectado en la cámara de combustión. El estudio de todos los fenómenos físicos y químicos que ocurren durante los pocos milisegundos que dura el proceso de inyección diésel contribuye a una mejor comprensión del mismo, y por tanto, un mejor control del proceso de combustión (i.e. mejora de la eficiencia energética y reducción de las emisiones contaminantes). Muchos de los avances conseguidos en los últimos años se deben al uso de nuevos diseños y nuevas condiciones de operación, por ejemplo,

la reducción del tamaño de los orificios de las toberas diésel, llegando a tamaños cercanos a $100\ \mu\text{m}$, y el aumento de las presiones de inyección hasta $300\ \text{MPa}$ [13]. Estos cambios en el diseño y funcionamiento de los nuevos inyectores diésel tienen una gran influencia tanto en el flujo interno, como en el chorro diésel. Por ello, es habitual el estudio del comportamiento del inyector diésel en condiciones no evaporativas y evaporativas (no reactivas), aún cuando no son situaciones directamente extrapolables a las de funcionamiento real de un motor, de forma que se puede caracterizar el sistema de inyección en general y el inyector diésel en particular en un caso sencillo y obtener información precisa del proceso de formación de la mezcla aire-combustible.

A pesar de su importancia, existen aún muchas incertidumbres respecto al flujo interno y al proceso de formación de la mezcla aire-combustible debido principalmente a la complejidad de su medida experimental, la cual viene afectada por diversos factores que se exponen a continuación:

- Las pequeñas dimensiones de la cámara de combustión en los motores actuales dificultan la medición directa.
- La alta temperatura, así como la alta presión del gas de la cámara de combustión.
- Las pequeñas dimensiones de los orificios de la tobera que pueden llegar a diámetros cercanos a $100\ \mu\text{m}$ y longitudes alrededor de $700\ \mu\text{m}$.
- La alta presión de inyección utilizada en los sistemas actuales conlleva una alta velocidad del combustible dentro y a la salida de la tobera, que puede acercarse hasta los $800\ \text{m/s}$ y dependiendo de la geometría de la tobera favorecer la aparición del fenómeno de la cavitación.
- El proceso de inyección en condiciones reales tiene una duración del orden de milisegundos o inferior en el caso de las inyecciones piloto. Por este motivo el flujo está influenciado por la dinámica de la aguja, sobre todo durante el inicio y el final de la inyección.

Debido a las limitaciones inherentes al estudio experimental se recurre cada vez con más frecuencia al estudio computacional, mediante simulaciones de CFD (*computational fluid dynamics*) se estudia el flujo interno en los inyectores diésel [14-19] y el comportamiento del chorro diésel [20-25]. No obstante, como se expondrá en la Sección §2, dedicada a la revisión bibliográfica, el estudio computacional no está exento de problemas (e.g. en el modelado de los procesos físicos o en el coste computacional de las simulaciones).

1.2. Antecedentes

Dada la gran importancia del proceso de inyección diésel en el comportamiento global del motor, se han realizado en el Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la Universitat Politècnica de València, a lo largo de los últimos años, numeras tesis doctorales sobre el comportamiento hidráulico del inyector [26-32], así como estudios experimentales y computacionales del comportamiento del chorro diésel [33-45] y sus implicaciones sobre el proceso de combustión [46-49].

Dentro de los distintos trabajos realizados en el departamento, existen dos tesis doctorales que son más afines y suponen claros antecedentes al trabajo desarrollado en esta tesis sobre el modelado del flujo interno en inyectores diésel. El primero de ellos es la tesis elaborada por Salvador [28], titulada «*Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección diésel sobre las características del flujo interno y del chorro*». Este estudio se enfoca en la mejora de la comprensión de las condiciones operativas y geométrica de la tobera de inyección que influyen en el comportamiento hidráulico, así como el comportamiento macroscópico del chorro. Inicialmente, Salvador llevó a cabo un amplio estudio experimental empleando un extenso abanico de toberas diseñadas para aislar la influencia relativa de diversos parámetros geométricos. Posteriormente, este estudio se complementó mediante el uso de simulaciones tridimensional del flujo interno, permitiendo justificar y correlacionar las tendencias observadas experimentalmente y de este modo profundizar en los aspectos más importantes del flujo cavitante.

El segundo trabajo es el estudio realizado por Martínez [30], titulado «*Estudio computacional de la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno y el fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel*». En su Tesis, Martínez realizó un extenso estudio computacional para poner a punto el modelo de cavitación implementado en OpenFOAM [50] para las condiciones de inyección presentes en motores diésel, logrando de esta manera predecir el comportamiento del fluido y la aparición de la cavitación en condiciones cuasi-estacionarias y en condiciones transitorias con levantamientos de la aguja.

Respecto al modelado del chorro diésel, hay que resaltar la tesis de Chávez Cobo [41], titulada *Modelado CFD Euleriano-Lagrangiano del chorro diesel y evaluación de su combinación con modelos fenomenológicos y unidimensionales*. En este estudio Chávez Cobo utiliza una aproximación Euleriana-Lagrangiana con el código comercial *Star-CD* [51] para simular el chorro diésel similar a la utilizada en la presente tesis. Para reducir las exigencias computacionales relacionadas con el tamaño de la malla, Chávez Cobo recurre al

acople de la simulación *3D* del chorro diésel con un modelo *1D* para calcular la velocidad axial del gas proveniente de la teoría de chorro gaseoso *Pastor2008*.

1.3. Objetivos

El trabajo llevado a cabo para la presente tesis persigue varios objetivos. En un primer momento, como paso necesario antes de abordar el objetivo principal, se realiza un estudio comparativo a nivel experimental del proceso de inyección de tres geometrías de toberas de inyector diferentes. Para este estudio, se utilizan técnicas experimentales, tales como la medida de la tasa de inyección, Mie-scattering para la visualización del chorro líquido (condiciones evaporativas y no evaporativas) y Schlieren para la visualización del chorro evaporado (condiciones evaporativas).

Posteriormente se utilizan los datos experimentales para realizar la puesta a punto y calibración de un novedoso código de cálculo CFD con malla adaptativa, llamado CONVERGE [52], utilizado para el estudio del flujo interno y del chorro diésel, en condiciones no evaporativas y evaporativas. La particularidad de este código CFD y el motivo por el cual se ha elegido para la presente tesis es la generación automática de la malla del dominio por el propio código, eliminando el tiempo asociado a la generación de la malla por parte del usuario. La malla generada (ver Sección §4.5) es de tipo *octree* y adaptándose a las características del flujo mediante un algoritmo de *AMR* (*Adaptive mesh refinement*), permitiendo refinar automáticamente la misma en función de las condiciones dinámicas de variables físicas, como la temperatura y la velocidad. Esta función permite el uso de mallas altamente refinadas localmente donde las condiciones físicas lo requieren en cada instante temporal, ahorrando tiempo computacional frente al caso de una malla refinada de manera homogénea globalmente. Esto permite optimizar el coste computacional de la simulación y realizar así estudios sobre el chorro diésel en tiempos razonables para la industria en las etapas de diseño e implementación.

Como objetivo principal de la presente tesis se persigue arrojar luz en la relación entre la geometría de las toberas y las constantes de calibración de los diferentes sub-modelos utilizados (atomización, coalescencia, evaporación, etc) en la simulación.

1.4. Estructura de la tesis

Con el objetivo de facilitar la comprensión y seguimiento del trabajo realizado en la presente tesis, así como de los resultados derivados de la misma,

se ha dividido el documento en 6 capítulos.

Una vez establecidos los objetivos y antecedentes de la tesis en el presente capítulo, en el **capítulo 2** se realiza una revisión bibliográfica, donde se muestra un resumen de los aspectos más importantes relacionados con la inyección diésel. En primer lugar se describen los principales componentes del sistema de inyección directa más utilizados en la actualidad, *common-rail* y su funcionamiento. A continuación se exponen los estudios experimentales y computaciones más representativos centrados en las características del flujo interno en toberas de inyección diésel y su caracterización mediante coeficientes adimensionales. Se prosigue haciendo énfasis en los estudios más relevantes hasta la fecha sobre el chorro diésel, los regímenes de atomización, sus características macroscópicas y microscópicas, así como los estudios computacionales sobre el tema. Finalmente, se complementa el capítulo con una pequeña descripción de las propiedades físico-químicas del gasóleo y la situación en el contexto actual.

En el **capítulo 3**, se describen las herramientas y técnicas experimentales empleadas a lo largo de esta tesis. En primer lugar, se muestra la determinación de la geometría de las toberas de inyección diésel mediante la técnica desarrollada en el departamento donde se utilizan moldes de silicona con su posterior visualización con la técnica de microscopía electrónica. En segundo lugar, se describen las herramientas experimentales y su base teórica para la caracterización hidráulica del flujo interno. Para finalizar, se explican las características de la instalación de alta presión y alta temperatura donde se han llevado a cabo las medidas de visualización del chorro diésel.

El **capítulo 4** se centra en la metodología de cálculo empleada con CONVERGE para la realización de las simulaciones y su optimización tanto para el flujo interno como para el chorro diésel. Para ello se aborda la descripción de los distintos fenómenos que han de ser modelados en las simulaciones, tales como turbulencia, atomización, evaporación, etc. Para finalizar el capítulo 4 se acomete la descripción de las características propias de la malla generada automáticamente por CONVERGE y el algoritmo de mallado empleado por el código.

En el **capítulo 5** se exponen tanto los resultados experimentales como los resultados computacionales obtenidos a lo largo de la presente tesis. En el primer apartado, se introducen los tres inyectores diésel utilizados durante el presente trabajo y se exponen y comparan los resultados experimentales obtenidos para cada uno de ellos. En el segundo apartado, se aborda la exposición de los resultados referentes a las simulaciones de flujo interno. Para ello, en primer lugar se expone la optimización obtenida en condiciones estacionarias

a máximo levantamiento de aguja y en segundo lugar se muestra el estudio transitorio del fenómeno de inyección diésel. En el tercer apartado, se expone el estudio para la optimización de la simulación del chorro diésel. Este apartado se compone de los estudios preliminares sobre el efecto de los diferentes parámetros numéricos y los parámetros físicos de los submodelos para la simulación del chorro. El capítulo se finaliza con la inclusión de un anexo donde se muestran todas las gráficas experimentales, así como una descripción general del estudio estadístico ANOVA y del diseño de experimentos utilizados en la presente tesis.

Por último, en el **capítulo 6** se exponen a modo de resumen las conclusiones más importantes extraídas de los resultados del capítulo anterior. A su vez, se proponen posibles líneas de trabajo futuro encaminadas a seguir profundizando en el conocimiento del proceso de inyección diésel.

Referencias

- [1] UNECE. «1979 Convention On Long-Range Transboundary Air Pollution» (1979), págs. 1-7 (*cit. pág. 1*).
- [2] Benedick. «Montreal Protocol on Substances that Deplete the Ozone Layer». *International Negotiation*, vol. 1.2 (1996), págs. 231-246. DOI: 10.1163/15718069620847781 (*cit. pág. 1*).
- [3] Stockholm Convention. *Stockholm Convention on Persistent Organic Pollutants*. Ed. por Intergovernmental Panel on Climate Change. October. Cambridge: Cambridge University Press, 2001, págs. 1-30 (*cit. pág. 1*).
- [4] Rulefinder, R., I. Convention, S. Amended y R. Mepc. «MARPOL - International Convention for the Prevention of Pollution from Ships Amended by Resolution MEPC . 111 (50) Amended by Resolution MEPC . 115 (51) Amended by Resolution MEPC . 116 (51) Articles of the International Convention for the Preventio». Vol. 111.50 (2009), págs. 1-584 (*cit. pág. 1*).
- [5] APEC Australia. *Sydney APEC Leaders' Declaration on Climate Change, Energy Security and Clean Development*. September 2007. 2012, págs. 1-6 (*cit. pág. 1*).
- [6] UNFCCC. Conference of the Parties (COP). *Adoption of the Paris Agreement*. Vol. 21932. December. 2015, pág. 32 (*cit. pág. 1*).

- [7] Faeth, G. M., L.-P. Hsiang y P.-K. Wu. «Structure and breakup properties of sprays». *International Journal Of Multiphase Flow*, vol. 21 (1995), págs. 99-127 (*cit. pág. 1*).
- [8] Park, S. H., H. K. Suh y C. S. Lee. «Effect of Bioethanol - Biodiesel Blending Ratio on Fuel Spray Behavior and Atomization Characteristics». *Energy & Fuels*, vol. 23.8 (2009), págs. 4092-4098. DOI: 10.1021/ef900068a (*cit. pág. 1*).
- [9] Payri, R., J. M. García-Oliver, F. J. Salvador y J. Gimeno. «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics». *Fuel*, vol. 84.5 (2005), págs. 551-561. DOI: 10.1016/j.fuel.2004.10.009 (*cit. pág. 1*).
- [10] Suh, H. K. y C. S. Lee. «Effect of cavitation in nozzle orifice on the Diesel fuel atomization characteristics». *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 29.4 (2008), págs. 1001-1009. DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.03.014 (*cit. pág. 1*).
- [11] Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y J. De la Morena. «Effects of nozzle geometry on direct injection diesel engine combustion process». *Applied Thermal Engineering*, vol. 29.10 (2009), págs. 2051-2060. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2008.10.009 (*cit. pág. 1*).
- [12] Payri, F. y J. M. Desantes. *Motores de combustion interna alternativos*. Editorial Reverte, 2011 (*cit. pág. 1*).
- [13] Johnson, J. E. y col. «Characteristics of 3000 bar Diesel Spray Injection under Non-Vaporizing and Vaporizing Conditions». *ICLASS 2012, 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. Vol. c. Figure 1. 2012, págs. 6-13 (*cit. pág. 2*).
- [14] Mulemane, A. y col. «Comparing Cavitation in Diesel Injectors Based on Different Modeling Approaches». *SAE International*, vol. 2004.724 (2004), págs. 101-116. DOI: 10.4271/2004-01-0027 (*cit. pág. 2*).
- [15] Grogger, H. y A. Alajbegovic. «Calculation of the cavitating flow in venturi geometries using two fluid model». *Proceedings in FEDSM98-5295*. 1998 (*cit. pág. 2*).
- [16] Lambert, L. «Modélisation des jets d'injection haute pression des moteurs Diesel et validation expérimentale». Tesis doct. Institut français du pétrole, 1996 (*cit. pág. 2*).
- [17] Giannadakis, E. y col. «Evaluation of the predictive capability of diesel nozzle cavitation models». *SAE Paper 2007-01-0245*, vol. 2007.724 (2007), págs. 776-790. DOI: 10.4271/2007-01-0245 (*cit. pág. 2*).

- [18] Andriotis, A., M. Gavaises y C. Arcoumanis. «Vortex flow and cavitation in diesel injector nozzles». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 610.06 (2008), págs. 1127-1132. DOI: 10.1017/S0022112008002668 (*cit. pág. 2*).
- [19] Friedrich, M. y B. Weigand. «Eulerian Multi-Fluid Simulation of Poly-disperse Dense Liquid Sprays by the Direct Quadrature Method of Moments». *ICLASS06-121*. 2006 (*cit. pág. 2*).
- [20] Reitz, R. D. y R. Diwakar. «Effect of Drop Breakup on Fuel Sprays». 1986. DOI: 10.4271/860469 (*cit. pág. 2*).
- [21] O'Rourke, P. J. y A. A. Amsden. «The Tab Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup». 1987. DOI: 10.4271/872089 (*cit. pág. 2*).
- [22] Marchisio, D. L., R. D. Vigil y R. O. Fox. «Implementation of the quadrature method of moments in CFD codes for aggregation-breakage problems». *Chemical Engineering Science* (2003). DOI: 10.1016/S0009-2509(03)00211-2 (*cit. pág. 2*).
- [23] Marchisio, D. L. y R. O. Fox. «Solution of population balance equations using the direct quadrature method of moments». *Aerosol Science* (2005). DOI: 10.1016/j.jaerosci.2004.07.009 (*cit. pág. 2*).
- [24] Shinjo, J. y A. Umemura. «Simulation of liquid jet primary breakup: Dynamics of ligament and droplet formation». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 36.7 (2010), págs. 513-532. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2010.03.008 (*cit. pág. 2*).
- [25] Shinjo, J. y A. Umemura. «Detailed simulation of primary atomization mechanisms in Diesel jet sprays (isolated identification of liquid jet tip effects)». *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 33.2 (2011), págs. 2089-2097. DOI: 10.1016/j.proci.2010.07.006 (*cit. pág. 2*).
- [26] Rodríguez, P. «Modelado del comportamiento hidrodinámico de sistemas de inyección directa Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2001 (*cit. pág. 3*).
- [27] Plazas, A. H. «Modelado unidimensional de inyectores common-rail Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2005 (*cit. pág. 3*).
- [28] Salvador, F. J. «Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección Diesel sobre las características del flujo interno y del chorro». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2003 (*cit. pág. 3*).

- [29] Gimeno, J. «Desarrollo y aplicación de la medida de flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales, Universidad Politécnica de Valencia, 2008 (*cit. pág. 3*).
- [30] Martínez-López, J. «Estudio computacional de la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno y el fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel». Tesis doct. Valencia: Universitat Politècnica de Valencia, 2013 (*cit. pág. 3*).
- [31] Venegas, O. «Estudio del fenómeno de la cavitación en la inyección Diesel mediante la visualización del flujo interno en orificios transparentes.» Tesis doct. Valencia (Spain): Universitat Politècnica de València, 2014. DOI: 10.4995/Thesis/10251/37375 (*cit. pág. 3*).
- [32] Carreres, M. «Thermal Effects Influence on the Diesel Injector Performance through a Combined 1D Modelling and Experimental Approach». Tesis doct. Universitat Politècnica de València, 2016 (*cit. pág. 3*).
- [33] Arrègle, J. «Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 1997 (*cit. pág. 3*).
- [34] Correas, D. «Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoterma». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 1998 (*cit. pág. 3*).
- [35] González, U. «Efecto del choque de pared en las características del chorro Diesel de inyección directa». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 1998 (*cit. pág. 3*).
- [36] Lopez, J. J. «Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2003 (*cit. pág. 3*).
- [37] Palomares, A. «Análisis de imágenes de chorros Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2001 (*cit. pág. 3*).
- [38] Ruiz, S. «Estudio teórico-experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros Diesel D.I.» Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2003 (*cit. pág. 3*).

- [39] Soare, V. «Phase doppler measurement in diesel dense sprays: optimisation of measurements and study of the orifice geometry influence over the spray at microscopic level». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politecnica de Valencia, 2007 (*cit. pág. 3*).
- [40] Manin, J. «Analysis of mixing processes in liquid and vaporized diesel sprays through LIF and Rayleigh scattering measurements». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2011 (*cit. pág. 3*).
- [41] Chavez Cobo, M. d. J. «Modelado CFD Euleriano-Lagrangiano del chorro diesel y evaluación de su combinación con modelos fenomenológicos y unidimensionales». Tesis doct. Valencia (Spain): Universitat Politècnica de València, 2013. DOI: 10.4995/Thesis/10251/32954 (*cit. pág. 3*).
- [42] De la Morena, J. «Estudio de la influencia de las características del flujo interno en toberas sobre el proceso de inyección Diesel en campo próximo». Tesis doct. Universidad Politécnica de Valencia, 2011 (*cit. pág. 3*).
- [43] Bracho, G. «Experimental and theoretical study of the direct diesel injection process at low temperatures». Tesis doct. Valencia: Universidad Politécnica de Valencia, 2011 (*cit. pág. 3*).
- [44] Bardi, M. «Partial needle lift and injection rate shape effect on the formation and combustion of the Diesel spray». Tesis doct. Valencia (Spain): Universitat Politècnica de València, 2014. DOI: 10.4995/Thesis/10251/37374 (*cit. pág. 3*).
- [45] Martí Gómez-Aldaraví, P. «Development of a computational model for a simultaneous simulation of internal flow and spray break-up of the Diesel injection process». Tesis doct. Valencia (Spain): Universitat Politècnica de València, 2014. DOI: 10.4995/Thesis/10251/43719 (*cit. pág. 3*).
- [46] González, C. A. «Estudio de la influencia de la geometría de la tobera de inyección en la combustión y emisión de contaminantes de un motor diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2005 (*cit. pág. 3*).
- [47] García-Oliver, J. M. «Aportaciones al estudio del proceso de combustión turbulenta de chorros en motores Diesel de inyección directa». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2004 (*cit. pág. 3*).

-
- [48] Hermens, S. «Influence of Diesel injector nozzle geometry on the injection and combustion process». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2007 (*cit. pág. 3*).
- [49] De la Garza, O. «Estudio de los efectos de la cavitación en toberas de inyección Diesel sobre el proceso de inyección y el de formación de hollín». Tesis doct. Universidad Politécnica de Valencia, 2012 (*cit. pág. 3*).
- [50] *OpenFOAM userguide version 1.4*. <http://www.openfoam.org> (*cit. pág. 3*).
- [51] Zellat, M. *STAR-CD fuel injection modeling injector/atomisation/spray dynamics/wall impingment*. Inf. téc. 2005 (*cit. pág. 3*).
- [52] Convergent Science, I. *CONVERGE v2.2.0 Theory Manual*. 2014 (*cit. pág. 4*).

Capítulo 2

Fundamentos del proceso de inyección en motores diésel

2.1. Introducción

En el presente capítulo, se abordan los fundamentos del proceso de inyección en motores diésel. Para ello, se ha dividido en cuatro apartados. En el primer apartado, se realiza una descripción de los principales sistemas de inyección, prestando especial atención al sistema *common-rail*, al ser el más empleado en la actualidad.

En el segundo apartado, se realiza una recopilación bibliográfica de los estudios más importantes sobre las características del flujo interno en inyectores diésel, así como del modelado computacional del flujo interno mediante CFD (*computational fluid dynamics*), publicados hasta la fecha.

Una vez abordadas las características del flujo interno, se procede en el tercer apartado a realizar una recopilación bibliográfica de los estudios más relevantes sobre las características del chorro diésel (atomización, evaporación, ...), su relación con el flujo interno y de su modelado computacional mediante CFD.

Finalmente, se complementa el capítulo con una pequeña descripción de las propiedades físico-químicas del gasóleo y la situación en el contexto actual con las nuevas regulaciones y el uso del biodiésel.

2.2. Sistemas de inyección diésel

En el funcionamiento de un MEC (motor de encendido por compresión), el sistema de inyección es uno de los aspectos más importantes [1, 2]. Su funcionamiento determina la entrega de combustible al motor diésel, así como afecta en gran medida al proceso de formación de la mezcla entre el aire y el combustible, y su posterior combustión. Resulta evidente, por lo tanto, su enorme influencia sobre el rendimiento del motor y la formación de emisiones contaminantes.

Todo sistema de inyección ha de cumplir las siguientes funciones básicas [3, 4]:

- 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 de esta forma la evaporación.
- Mezclar el combustible con el aire disponible en la cámara de combustión.

Los sistemas de inyección se pueden clasificar en dos grupos dependiendo en como se suministra el combustible en la cámara de combustión: de inyección indirecta e inyección directa (ver Figura 2.1).

En los motores de inyección indirecta (Figura 2.1a), la cámara de combustión se compone de dos partes diferenciadas unidas por un conducto de comunicación: la precámara (se encuentra habitualmente en la culata del motor) y la cámara de principal (entre la cabeza del pistón y la culata). Durante la carrera de compresión, el aire pasa del cilindro a la precámara a través del conducto de comunicación, adquiriendo un movimiento turbulento en forma de vórtice provocado por la geometría de la misma, facilitando el proceso de mezcla entre el aire y el combustible. Por lo tanto, en este tipo de sistemas, no recae sobre el inyector la función de atomizar el combustible, y por lo tanto, la presión de inyección no tiene tanta importancia como en los sistemas de inyección directa. Por ello, estos sistemas suelen emplear inyectores mono-orificio con un diámetro de en torno a 1 mm y presiones de inyección relativamente bajas (20-40 MPa).

Por el contrario, en los motores de inyección directa, se prescinde de la precámara, por lo que, la cámara de combustión (que se encuentra labrada en el pistón) no se encuentra dividida y la inyección se realiza directamente en ésta. El aire introducido a través de los conductos de admisión circula a velocidades cercanas a los 25 m/s; por consiguiente, los niveles de turbulencia desarrollados son prácticamente despreciable en comparación con la turbulencia desarrollada en los motores de inyección indirecta. Este hecho obliga al empleo de sistemas de inyección más avanzados que permitan mejorar la atomización del chorro diésel; y consigan que sea el campo convectivo del combustible y no el aire quien se responsabilice del proceso de mezcla. Para ello, se emplean toberas multiorificio con diámetros cercanos a las 100 μm y presiones de inyección de hasta 300 MPa [5].

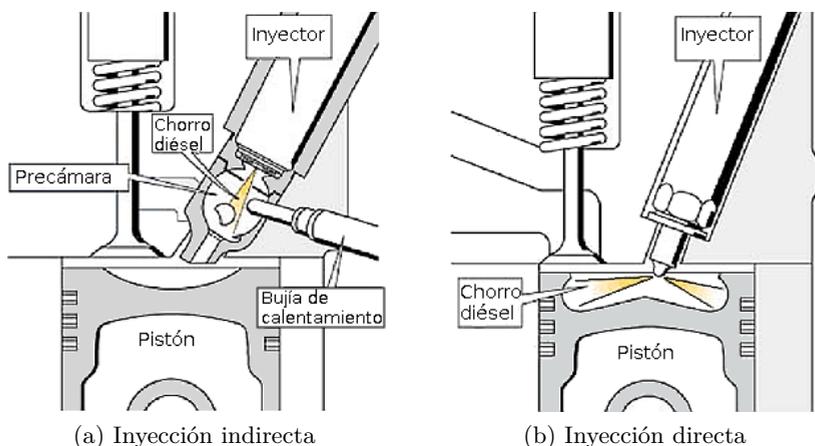


Figura 2.1: Esquema de tipos de motor diésel [6].

En la actualidad, los motores de inyección directa, debido a que tienen un mayor rendimiento, han desplazado a los de inyección indirecta en el mercado [2]. Este hecho se debe a unas menores pérdidas de calor ocurridas en los motores de inyección directa debido a la menor relación superficie/volumen y a la ausencia de pérdidas de presión de los gases al pasar por el conducto de comunicación (característico de los motores de inyección indirecta).

2.2.1. Sistemas de inyección directa en motores diésel

Existen diferentes sistemas de inyección directa disponibles en el mercado, cada uno con distintas características y diseños. Se listan a continuación los

más utilizados en la actualidad, así como las propiedades más relevantes de cada uno de los sistemas:

- Sistemas de acción directa o *Rotary Pump*:
 - Estan compuestos por una bomba de alta presión que suministra el combustible al inyector (cuyo único objetivo es la atomización del mismo).
 - El principal inconveniente de este tipo de inyectores es la imposibilidad de regular adecuadamente la presión de inyección, la cuál depende del régimen de giro de la bomba.
 - Debido a que el inicio de la inyección viene gobernado mediante la propia presión del combustible, cuando la fuerza que ejerce sobre el asiento de la aguja del inyector supera la fuerza de pretensión del muelle situado en el inyector, el funcionamiento del motor también modifica el inicio de la inyección.
 - Estos sistemas fueron los primeros en usarse en motores de inyección directa, sin embargo, debido a sus inconvenientes se ha ido descartando su uso con el paso del tiempo.
- Sistemas bomba-inyector *Unit Injector*:
 - Se caracteriza por combinar la bomba de combustible y el inyector en un mismo dispositivo, fijado en la culata del motor.
 - El émbolo de la bomba de combustible se acciona directamente a través del árbol de levas.
 - El inicio y la duración de la inyección están controlados mediante una electroválvula (o válvula solenoide) colocada en cada inyector. Lo cuál permite controlar la inyección electrónicamente a través de la ECU (*Electronic Control Unit*), independientemente de la posición del pistón y del cigüeñal. Permitiendo además desconectar individualmente los cilindros del motor, durante el funcionamiento a carga parcial.
 - Otra de las ventajas de este sistema de inyección es que permite alcanzar altas presiones de inyección de hasta 160 MPa.
- Sistemas bomba-tubería-inyector o *Unit Pump*:
 - Son una variante del sistema anterior (bomba-inyector) en el que la bomba y el inyector están conectados mediante una pequeña línea de alta presión.

- Igual que en el sistema anterior, el sistema bomba-tubería-inyector también permite la obtención de altas presiones de inyección, así como el controlar el inicio y la duración de la inyección mediante una válvula solenoide colocada en cada una de las bombas de combustible de cada uno de los cilindros.
- Sistemas de acumulación:
 - Se basan en acumular combustible a una determinada presión en un depósito localizado entre la bomba de combustible y el inyector. El depósito permite amortiguar las oscilaciones de presión generadas por la bomba, así como las generadas por la inyección de combustible.
 - La bomba de combustible es accionada por el cigüeñal y se encarga únicamente de aumentar la presión del combustible.
 - El inyector (controlado electrónicamente) es el encargado tanto de la dosificación del combustible como de su atomización.
 - El sistema de inyección más usado en la actualidad, el *common-rail*, es de este tipo.

Una vez descritos los principales sistemas de inyección directa, se va a realizar especial énfasis en el sistema *common-rail*, debido a que es el sistema de inyección diésel predominante en la actualidad en el sector de turismos y en el de vehículos industriales, al ser el sistema que mejor cumple los requerimientos del sector automovilístico [7].

2.2.2. El sistema *common-rail*

En la Figura 2.2 se muestra un esquema genérico de un sistema *common-rail*, con sus principales componentes. Una bomba de baja presión, habitualmente alojada en el depósito de combustible, aspira el combustible del depósito y alimenta a una bomba de alta presión. La bomba de alta presión es accionada por el cigüeñal del motor y suministra el combustible al raíl (*common-rail*) que actúa de depósito de acumulación.

El *common-rail* permite, como se ha mencionado anteriormente, amortiguar las oscilaciones de presión generadas por la bomba, así como las generadas por la inyección de combustible a través de los inyectores. Estas oscilaciones de presión son del orden de los megapascales [8-10].

El raíl dispone de un sensor de presión y una válvula de regulación. La ECU es la encargada de registrar la presión del raíl y de adecuarla a la presión

deseada a través de la válvula de regulación: Si el valor de presión registrado es superior al valor deseado, la válvula de regulación se abrirá (permitiendo la salida de combustible hacia el depósito). Por el contrario, si el valor registrado es inferior al deseado, la válvula de regulación permanecerá cerrada (provocando un incremento de la presión al acumularse el combustible procedente de la bomba de alta presión).

Además existen limitadores de flujo en el raíl, uno por inyector, que detienen el suministro de combustible a los inyectores en caso de que se detecte fugas o una inyección continua.

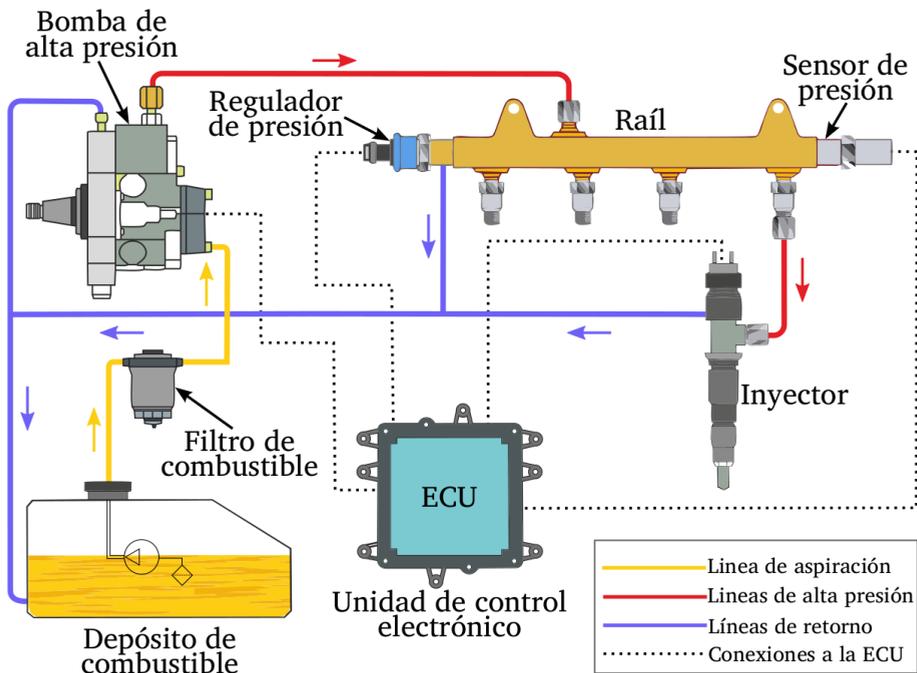


Figura 2.2: Esquema representativo de un sistema *common-rail* [11].

A su vez, la ECU controla independientemente la apertura y cierre de los inyectores que están conectados al raíl por pequeñas líneas de alta presión (típicamente entre 100 y 200 mm de longitud). Una pequeña parte del combustible que alimenta a los inyectores a través de estas líneas de alta presión se utiliza para el control hidráulico de los inyectores (levantamiento y descenso de la aguja), retornando al depósito de combustible al finalizar la inyección, por ello se conoce como caudal de retorno. No obstante, la mayor parte del combustible es inyectado directamente en la cámara de combustión.

Además, el control de la inyección mediante la ECU posibilita la flexibilidad de las inyecciones, permitiendo la inclusión de inyecciones piloto que tienen el fin de reducir el tiempo de retraso, reduciendo, a su vez, el ruido producido por la combustión [12] y las emisiones de NO_x ; asimismo, el uso de post-inyecciones sirve como reductor de hollín [8] o para la regeneración de filtros de partículas.

2.2.3. Inyectores *common-rail*

De todos los elementos introducidos en la sección anterior §2.2.2, el más complejo y significativo para el proceso de inyección es el inyector. De él dependerán los principales procesos: la calidad de la atomización, la mezcla aire-combustible, y de su posterior combustión. Los elementos más destacados que componen un inyector *common-rail* son los siguientes:

- Tobera del inyector: Generalmente una tobera multi-orificio, de entre 5 y 10 orificios.
- Aguja: Tiene la función de controlar la cantidad de combustible que atravesará los orificios.
- Servomecanismo: Este mecanismo está compuesto por un actuador (solenoides o piezoeléctrico), un volumen de control y una válvula. La ECU actúa directamente sobre este elemento para controlar la apertura y el cierre de la inyección.
- Varilla: La varilla transmite el movimiento desde el servomecanismo hasta la aguja.

La Figura 2.3 muestra el principio de funcionamiento del servomecanismo de un inyector *common-rail* durante las diferentes fases de una inyección. El combustible procedente del raíl se bifurca en dos conductos al entrar al inyector. Un conducto desciende hacia la parte baja del inyector, alimentando a la tobera, mientras, el otro alimenta al volumen de control, a través de un orificio calibrado de entrada. Además, el volumen de control, dispone de otro orificio calibrado conectado a la línea de retorno (baja presión), el flujo del cuál es controlado por la válvula solenoide/piezoeléctrica. El sistema se compone adicionalmente de un muelle que ejerce una fuerza descendiente sobre la aguja.

Cuando el sistema está en reposo (el solenoide/piezoeléctrico no está activado), la válvula se encuentra cerrada y la presión del combustible en el volumen de control es igual a la presión en la tobera. Además, debido a que

el conjunto pistón-aguja se encuentra en su posición más baja (evitando la inyección), el área en la parte superior de la varilla es mayor que el área correspondiente en la tobera, generándose una fuerza descendente (a la cuál hay que añadir a la generada por el muelle).

Durante la apertura, la ECU envía una señal al servomecanismo para activar el solenoide/piezoeléctrico; la válvula se abre; y el combustible del volumen de control escapa por la línea de retorno. Como consecuencia, la presión en el volumen de control es inferior a la existente en la tobera, desplazándose el conjunto pistón-aguja hacia arriba cuando la descompensación entre las presiones genera una fuerza ascendente que contrarresta la del muelle. Una vez el conjunto pistón-aguja se desplaza, los orificios de la tobera se desbloquean, empezando la inyección y manteniéndose mientras el solenoide/piezoeléctrico se mantenga activo por la ECU.

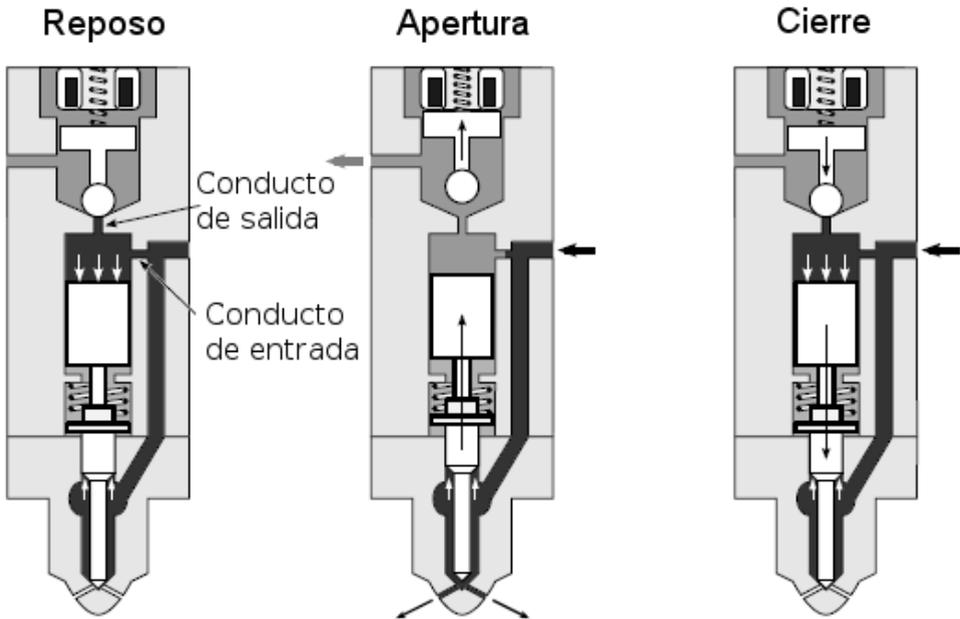


Figura 2.3: Funcionamiento del servomecanismo de un inyector *common-rail* [3].

Una vez cesa la señal de la ECU, se desactiva el solenoide/piezoeléctrico; la válvula se cierra; y el combustible no puede escapar del volumen de control. Por lo tanto, la presión en el volumen de control va aumentando debido al aporte de combustible por el conducto de entrada que lo conecta con la línea de alta presión, en unos pocos microsegundos dicha presión vuelve a ser la

del raíl. Cuando la fuerza neta generada por las diferentes presiones en cada una de las secciones y la generada por el muelle es descendiente, el conjunto pistón-aguja se desplaza hacia abajo bloqueando los orificios, y deteniendo la inyección.

Inyectores con accionamiento de tipo solenoide

Se muestran en la Figura 2.4 los principales componentes de un inyector solenoide: el portainyector (en el que se alojan el racor de alta presión, el filtro, el cuerpo, el muelle y la varilla), la tobera y la válvula electromagnética. El combustible accede al inyector a través del filtro y se bifurca en dos conductos. Por un lado, se encuentra un conducto que alimenta la parte baja del inyector (tobera) y por otro lado, se alimenta el volumen de control en la parte superior del inyector.

Precisamente, la válvula electromagnética se muestra en mayor detalle en la Figura 2.5, esta servo-válvula consta de dos posiciones (abierta y cerrada) y dos conductos calibrados (como se ha mostrado anteriormente genéricamente): un conducto de entrada al volumen de control (E) y uno de salida del volumen de control (S). Además, el volumen de control se aloja directamente sobre la aguja, lo que mejora la respuesta dinámica y facilita la realización de múltiples inyecciones.

Inyectores con accionamiento de tipo piezoeléctrico

Los principales componentes de un inyector piezoeléctrico se pueden ver en la Figura 2.6: la válvula piezoeléctrica (consistente en el actuador piezoeléctrico, el amplificador hidráulico y la válvula de control), el portainyector y la tobera. A diferencia de en el caso de los inyectores solenoide, el efecto piezoeléctrico permite reemplazar algunos elementos móviles (como la varilla) por el cristal piezoeléctrico, el cual se comprime o expande dependiendo de la diferencia de potencial que se aplique. Su principio de funcionamiento es similar al descrito anteriormente, la principal diferencia es que conducto de salida (S) del volumen de control se bloquea por el cristal piezoeléctrico y no por la válvula solenoide.

Los inyectores piezoeléctricos han tenido un fuerte crecimiento en el mercado de los sistemas de inyección *common-rail* debido a las siguientes características:

- Rápida respuesta a las señales de apertura y cierre, permitiendo estrategias de inyecciones más sofisticadas (asociadas a la reducción de ruido y emisiones).

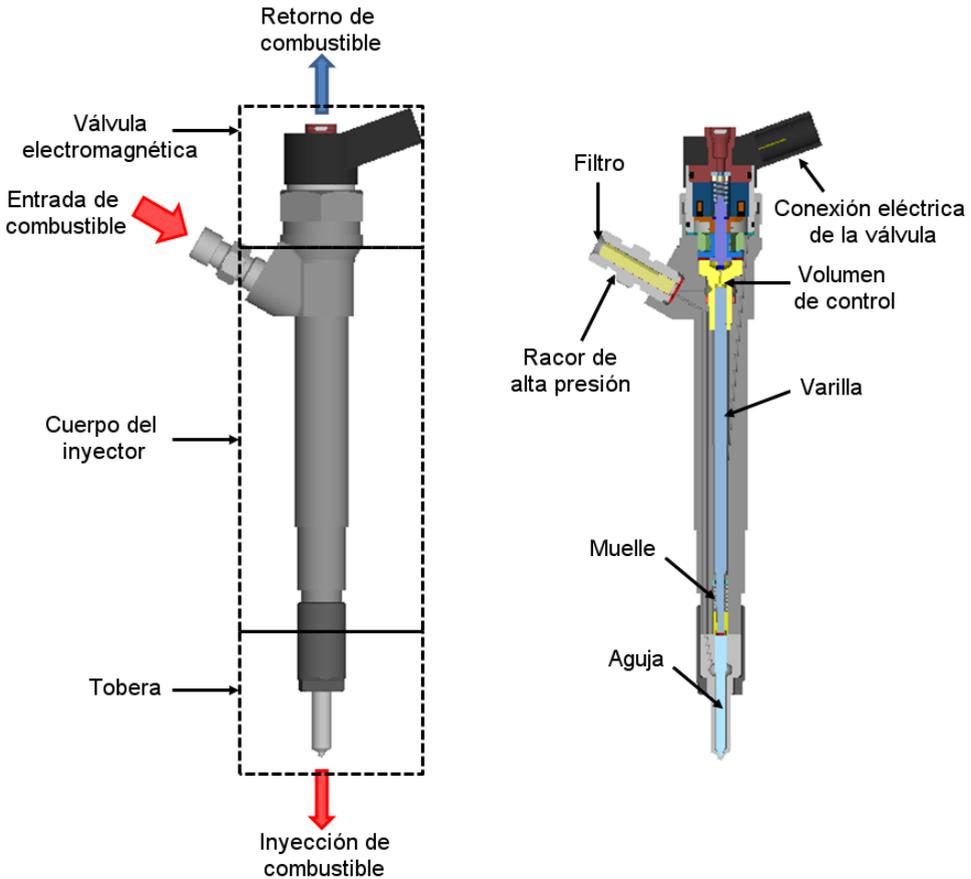


Figura 2.4: Principales componentes de un inyector solenoide [13].

- Buena precisión en los desplazamientos de la aguja, el cristal piezoeléctrico permite desplazamientos del orden de nanómetros variando la tensión eléctrica aplicada.
- Ausencia de desgaste tras millones de ciclos.

2.3. Flujo interno en toberas de inyección diésel

A la hora de estudiar el proceso de inyección diésel, la tobera es el elemento principal a considerar, de ella depende en gran medida el comportamiento del chorro diésel [14-18] y por ello es ampliamente estudiada. No obstante, las reducidas dimensiones de las toberas diésel, las altas velocidades del combustible en su interior, así como las altas presiones utilizadas, dificultan su

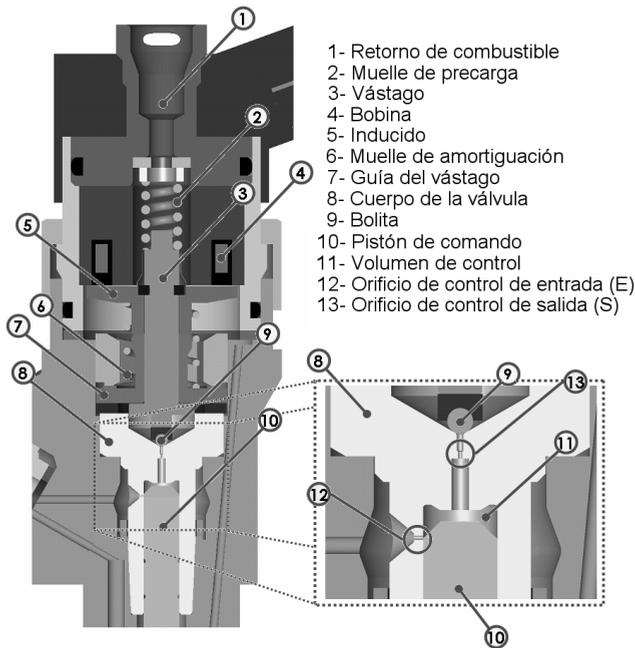


Figura 2.5: Válvula solenoide de un inyector *common-rail* [13].

estudio. Por ello, como se muestra en el presente apartado, el estudio del flujo interno ha sido realizado históricamente desde un punto de vista polivalente, combinando herramientas experimentales, teóricas y computacionales.

2.3.1. Toberas de inyección diésel

Las toberas de inyección diésel en la actualidad se pueden clasificar en dos grandes grupos dependiendo de su geometría [16]: toberas saco y toberas VCO (*Valve Covered Orifice*). El primer tipo se puede dividir de acuerdo al tamaño del saco en mini-, micro- y nano- saco.

En la Figura 2.7 se puede observar cómo en las toberas VCO la aguja reposa directamente sobre los orificios, impidiendo el paso de combustible. Sin embargo, en las toberas saco, la aguja no bloquea directamente los orificios, sino que cierra sobre la pared de la tobera, estando los orificios conectados por el saco. Estas diferencias de diseño conllevan importantes diferencias en el flujo interno a bajos levantamientos de aguja:

- Mayores pérdidas de presión, así como mayor sensibilidad a los levantamientos de aguja en las toberas VCO, incluso a altos levantamientos de

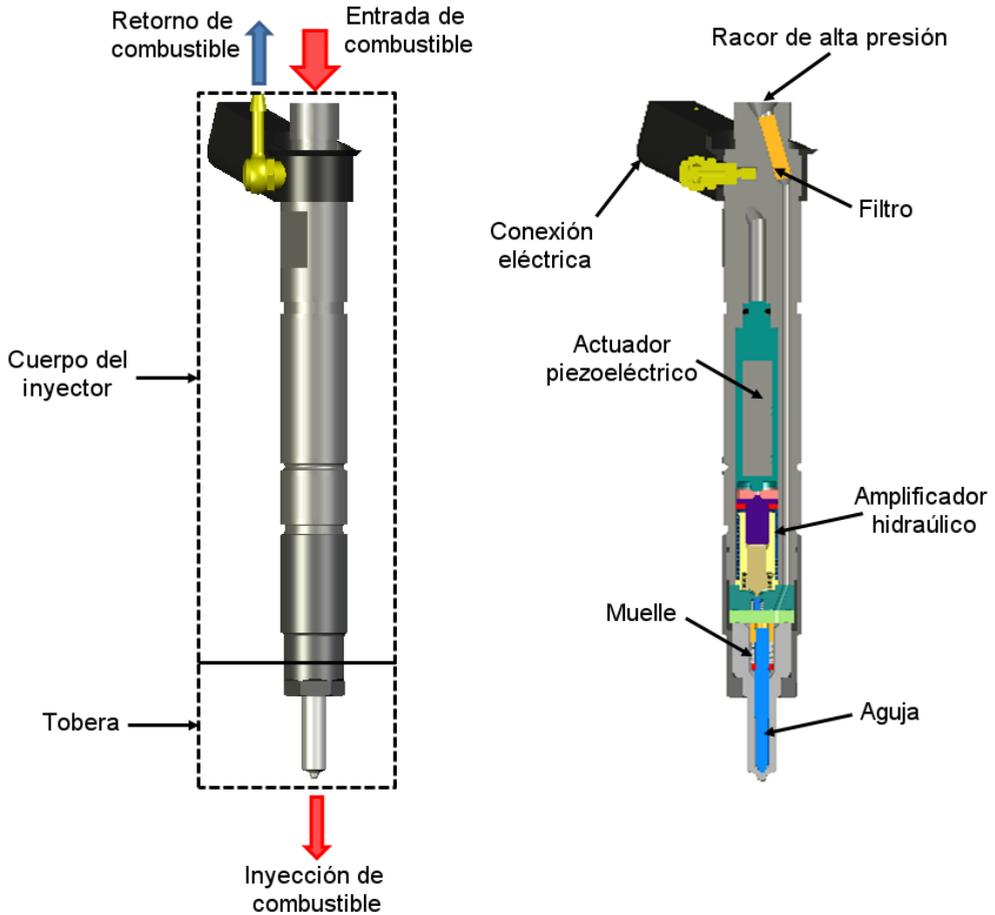


Figura 2.6: Principales componentes de un inyector piezoeléctrico [13].

la aguja de $100 - 150 \mu\text{m}$ [19], mientras que en las toberas saco [20] se observa una independencia de los parámetros del flujo con el levantamiento de la aguja por encima de $50 - 75 \mu\text{m}$.

- Cuando la aguja sufre deformaciones desplazándola a una posición excéntrica, se producen grandes variaciones en el flujo entre los orificios de las toberas VCO [21]. Sin embargo, en las toberas saco, el combustible almacenado en el saco ayuda a reducir las posibles diferencias producidas por la posición de la aguja.
- Por contra, el combustible almacenado en el saco puede llegar a la cámara de combustión, aún en el caso de que la aguja esté impidiendo el

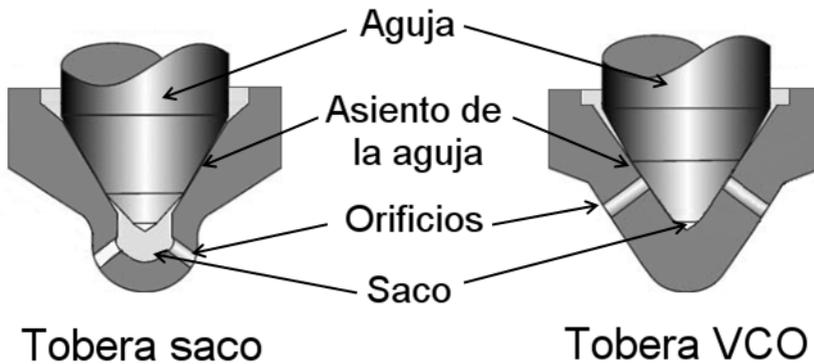


Figura 2.7: Tipos de tobera (VCO y saco) [13].

flujo, produciéndose pequeñas combustiones incontroladas. Esto motivó la división mencionada anteriormente para las toberas saco, a fin de reducir las fugas de combustible (reduciendo el tamaño del saco) mientras se mantiene un compromiso con las diferencias de flujo entre orificios.

Se muestran en la Figura 2.8 los parámetros geométricos más importantes de los orificios de una tobera de inyección diésel: diámetro de entrada D_e , diámetro de salida del orificio D_o , longitud del orificio L y radio de acuerdo r_e . Con el objetivo de cuantificar la conicidad de las toberas diésel, se define el factor, *k-factor*, de la siguiente manera:

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

Para finalizar con las características de las toberas de inyección diésel, se muestran en la Tabla 2.1 valores característicos de los diferentes parámetros definidos.

Diámetro del orificio (D_o)	80 - 250 μm
Longitud del orificio (L)	0.6 - 1 mm
Radio de acuerdo (r_e)	0 - 50 μm
Números de orificios por tobera	6 - 12
<i>k-factor</i>	0 - 3

Tabla 2.1: Valores geométricos típicos de una tobera de inyección diésel.

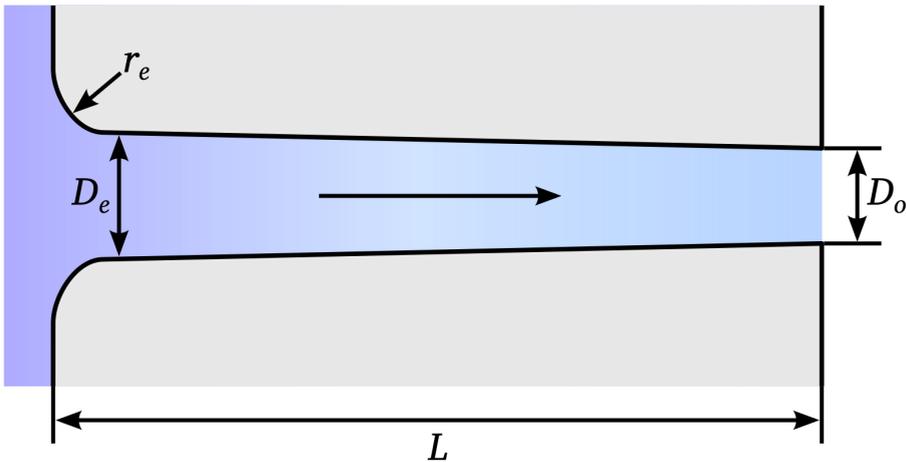


Figura 2.8: Parámetros geométricos de un orificio de inyección. [11].

2.3.2. Características del flujo interno

La ecuación de Bernoulli (Ecuación 2.2), basada en flujos incompresibles de fluidos no viscosos, suele ser el punto de partida para afrontar el estudio de flujos internos:

$$\frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} + gz = \text{constante (a lo largo de líneas de corriente)}. \quad (2.2)$$

El término gz , relacionado con el potencial gravitatorio, es despreciable en automoción (debido a las pequeñas diferencias de elevación) respecto a los términos relacionados con la presión, p/ρ , y presión dinámica, $0,5u^2$. No obstante, este caso está muy simplificado al no considerar los términos viscosos, que no se pueden despreciar en aplicaciones reales. El término viscoso (ϕ_{visc}) es el responsable de las pérdidas de presión observadas cuando los fluidos reales transcurren en una tubería. La determinación de este término es complejo y se han realizado muchos estudios en el pasado para caracterizarlo [22-24]. Las pérdidas de carga son el resultado de dos términos: pérdidas de carga principales y pérdidas de carga localizadas (o secundarias). Las pérdidas de carga localizadas son debidas a cambios bruscos en la forma del canal o en la dirección del conducto. En estos casos, el fluido no puede seguir completamente la forma del conducto y se puede producir una separación de la capa límite. Si ocurre la separación de la capa límite, aparece una zona de recirculación que restringe la sección útil del flujo a una más pequeña, comúnmente

llamada *vena contracta* (Figura 2.9a,b). Esta restricción acelera el flujo a su paso por la *vena contracta* y lo desacelera posteriormente, originando disipación de energía y eventualmente pérdidas de presión. Estas pérdidas pueden ser importantes debido a las complejas geometrías usadas en los inyectores diésel [24]. Para predecir adecuadamente las pérdidas de carga, es necesario identificar el régimen del flujo para saber que elementos del marco teórico-experimental se puede aplicar al caso de estudio [22, 23]. El régimen del flujo se descompone habitualmente en régimen laminar y régimen turbulento, dependiendo del número de Reynolds (Ecuación 2.3). El número de Reynolds (Ecuación 2.3) es un parámetro adimensional que relaciona las fuerzas inerciales y viscosas, siendo L una longitud característica del problema (para el caso de toberas diésel, el diámetro de salida D_o).

$$Re = \frac{\rho u L}{\mu} = \frac{u L}{\nu} \quad (2.3)$$

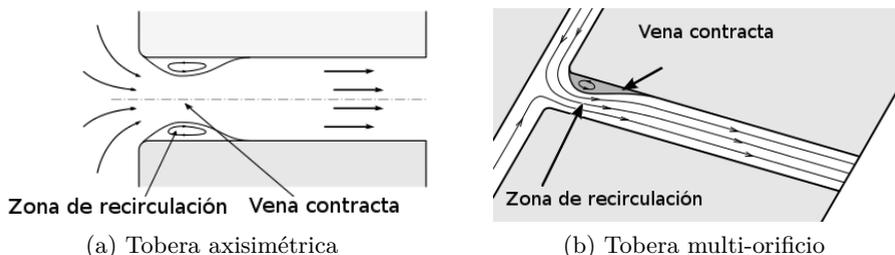


Figura 2.9: Esquema de la estructura de la *vena contracta* [6].

En conductos cilíndricos, las observaciones experimentales muestran que el flujo es laminar para números de Reynolds inferiores a $Re \approx 2300$ y turbulento para valores por encima de $Re \approx 4000$. El intervalo de valores para $Re \in [2300, 4000]$ se considera como régimen de transición entre el laminar y el turbulento, pudiendo ocurrir ambos intermitentemente, dependiendo de la rugosidad del conducto[3]. No obstante, hay que mostrar precaución con esta definición porque parece ser válida sólo para flujos completamente desarrollados. En efecto, cuando ocurren cambios en la sección del conducto, las perturbaciones en el fluido son generadas y propagadas durante una distancia, llamada longitud de desarrollo, que suele ser varias veces el diámetro. Esta distancia necesaria para conseguir un flujo estabilizado también depende del régimen (laminar o turbulento) y necesita de diferentes ecuaciones y coeficientes para ser estudiada para cada tipo de perturbación.

Las pérdidas de presión relacionadas con las pérdidas de carga localizadas se suelen expresar de la forma mostrada por la Ecuación 2.4, donde ξ es el coeficiente de pérdidas localizadas y varía entre 0, cuando no hay pérdidas, y 1, cuando las pérdidas son iguales a la presión dinámica. En algunos casos concretos, ξ puede ser mayor que 1.

$$\Delta p_{visc,loc} = \xi \rho \frac{u^2}{2} \quad (2.4)$$

Por otro lado, las pérdidas de carga principales son debidas a la fricción del fluido con las paredes del conducto y dependen de la longitud del conducto. La caída de presión relacionadas con este tipo de pérdida de carga se define en la Ecuación 2.5, donde D es el diámetro del conducto, L la longitud del mismo y k_{fric} es el coeficiente de fricción, que depende del número de Reynolds y de la rugosidad relativa.

$$\Delta p_{visc,prin} = k_{fric} \frac{L}{D} \rho \frac{u^2}{2} \quad (2.5)$$

Dependiendo del régimen del flujo, el coeficiente k_{fric} toma una expresión u otra, por lo que el régimen debe ser conocido. En el caso de un flujo completamente desarrollado en régimen laminar y despreciando la rugosidad de la superficie, se usa la Ecuación 2.6. En el caso de régimen turbulento, la interacción entre el fluido y la pared cambia, así como el perfil de velocidad, no pudiendo despreciar el efecto de la rugosidad de la superficie.

$$k_{fric} = \frac{64}{Re} \quad (2.6)$$

La ecuación de Colebrooke [22] (Ecuación 2.7) muestra una solución analítica para el coeficiente de fricción, donde e_r/D es la rugosidad relativa.

$$\frac{1}{\sqrt{k_{fric}}} = -2 \log \left(\frac{2,51}{Re \sqrt{k_{fric}}} \right) + \frac{e_r/D}{3,72} \quad (2.7)$$

La teoría presentada para secciones circulares se puede extender a otras geometrías usando el concepto de diámetro equivalente (D_{eq}) en lugar del diámetro geométrico.

Otra pequeña limitación de la Ecuación 2.2 es el hecho de que se base en flujos incompresibles. Debido a las altas presiones de inyección que se alcanzan en los inyectores diésel, el combustible no es exactamente incompresible

[25-29], sin embargo, sí que parece ser una muy buena aproximación [30, 31]. No obstante, la ecuación de Bernoulli se puede adaptar fácilmente para el estudio de fluidos barotrópicos (Ecuación 2.8), como los usados habitualmente para describir al gasóleo [32-35].

$$\int_{p_1}^p \frac{d\tilde{p}}{\rho(\tilde{p})} + \frac{u^2}{2} + gz = \text{constante (a lo largo de líneas de corriente)}. \quad (2.8)$$

Algunos autores usan una relación barotrópica lineal [33-35] como la mostrada en la Ecuación 2.9, donde ψ es el factor de compresibilidad, definido como la inversa de la velocidad del sonido del combustible, a al cuadrado tal como muestra la Ecuación 2.10.

$$\rho(p) = \rho_0 + \psi p \quad (2.9)$$

$$\psi = \frac{1}{a^2} \quad (2.10)$$

Suponiendo que ψ es constante, la Ecuación 2.8 se transforma en:

$$\frac{1}{\psi} \ln(\rho) + \frac{u^2}{2} + gz = \text{constante (a lo largo de líneas de corriente)}. \quad (2.11)$$

Un parámetro del flujo interesante a analizar es la velocidad de salida de la tobera, para el cálculo teórico se usa la ecuación de Bernoulli (Ecuación 2.2). Suponiendo que aguas arriba la velocidad de fluido es cero y despreciando a su vez las componentes gravitatorias, se obtiene la velocidad a la salida del orificio como

$$u = \sqrt{\frac{2(p_{iny} - p_c)}{\rho}} = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (2.12)$$

Siendo p_{iny} y p_c la presión de inyección y la contrapresión (o presión en la cámara de descarga) respectivamente. Si en vez de densidad constante se hubiese considerado una relación barotrópica como la mostrada anteriormente, la expresión de la velocidad sería la mostrada por la Ecuación 2.13.

$$u = \sqrt{\frac{2}{\psi} \ln\left(\frac{\rho_0 + \psi p_{iny}}{\rho_0 + \psi p_c}\right)} = \sqrt{\frac{2}{\psi} \ln\left(\frac{1 + \frac{\psi p_{iny}}{\rho_0}}{1 + \frac{\psi p_c}{\rho_0}}\right)} \quad (2.13)$$

Teniendo en cuenta los valores típicos de inyección diésel, mostrados en la Tabla 2.2, se observa que un desarrollo infinitesimal de la ecuación anterior es aceptable y pertinente, como se muestra a continuación:

$$u = \sqrt{\frac{2}{\psi} \ln \left(\frac{1 + \frac{\psi p_{iny}}{\rho_0}}{1 + \frac{\psi p_c}{\rho_0}} \right)} \approx \sqrt{\frac{2}{\psi} \ln \left(\left(1 + \frac{\psi p_{iny}}{\rho_0} \right) \left(1 + \frac{\psi p_c}{\rho_0} \right) \right)} \quad (2.14)$$

$$\leq \sqrt{\frac{2}{\psi} \ln \left(1 + \frac{\psi \Delta P}{\rho_0} \right)} \approx \sqrt{\frac{2 \Delta P}{\rho}}$$

p_{iny}	200 MPa
p_c	3 MPa
ρ_0	830 kg/m ³
ψ	5,4e-7 s ² /m ²
$\frac{\psi p_{iny}}{\rho_0}$	≈ 0,06

Tabla 2.2: Valores típicos de inyección diésel.

Al calcular la velocidad de salida del orificio considerando que el fluido es incompresible se está sobrestimando la velocidad. Sin embargo, como se muestra en la Tabla 2.3, esta diferencia es despreciable con las presiones de inyección actuales, siendo el caso incompresible una buena aproximación como se ha mencionado anteriormente.

2.3.3. Caracterización hidráulica

La forma más común de analizar el flujo interno es mediante el uso de parámetros medios en el orificio de salida, así como de coeficientes adimensionales como el coeficiente de descarga C_d [36-38]. Este coeficiente se define como el cociente entre el caudal másico real y el teórico. El caudal másico a través del orificio se define y se puede calcular mediante la Ecuación 2.15, si se conoce los perfiles de densidad y velocidad.

$$\dot{m}_f = \int_A \rho (\vec{u} \cdot \vec{n}) dA \quad (2.15)$$

Sin embargo, usualmente no se conocen experimentalmente los perfiles de velocidad y densidad [15] y se recurren a medidas del flujo másico mediante el uso de tasímetros [39-44] como se describe en el próximo capítulo.

$p_{iny}[MPa]$	$u_{incomp}[m/s]$	$u_{comp}[m/s]$	$100 \frac{u_{incomp} - u_{comp}}{u_{incomp}} [\%]$
50	336,38	333,68	0,75
100	483,24	475,63	1,52
150	594,89	581,08	2,27
200	688,67	667,71	2,99
250	771,13	742,25	3,69
300	845,59	808,17	4,37
350	914,00	867,52	5,03
400	977,63	921,67	5,68
450	1037,37	971,51	6,30

Tabla 2.3: Valores de velocidad de salida considerando $p_c = 3MPa$.

Para definir el flujo másico teórico se utiliza la ecuación para la velocidad (Ecuación 2.12) obtenida anteriormente:

$$\dot{m}_{f,teo} = \rho u_{teo} A_0 = \sqrt{2\rho\Delta P} A_0 \quad (2.16)$$

Una vez definido el flujo másico teórico, el coeficiente de descarga se puede calcular de la forma mostrada por la Ecuación 2.17.

$$C_d = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_{f,teo}} = \frac{\dot{m}_f}{\sqrt{2\rho\Delta P} A_0} \quad (2.17)$$

El coeficiente de descarga en orificios y especialmente en orificios diésel ha sido ampliamente estudiado en las últimas décadas [14, 45-50]. Estos estudios han mostrado que el coeficiente de descarga tiene un comportamiento asintótico, en orificios no cavitantes (ver Sección §2.3.4), con el número de Reynolds, pudiendo observarse este comportamiento en la Figura 2.10. Para altos números de Reynolds (i.e. régimen turbulento) apenas hay variación del coeficiente de descarga; sin embargo, para bajos números de Reynolds (i.e. régimen laminar) el comportamiento es lineal, quedando unidos ambos comportamientos completamente distintos mediante el régimen de transición.

La curva del coeficiente de descarga en la Figura 2.10 depende principalmente de los parámetros geométricos descritos en la Sección 2.3.1. Diversos autores han abordado el problema de obtener una correlación empírica para esta curva, mostrándose en la Tabla 2.4 distintas propuestas presentes en la literatura.

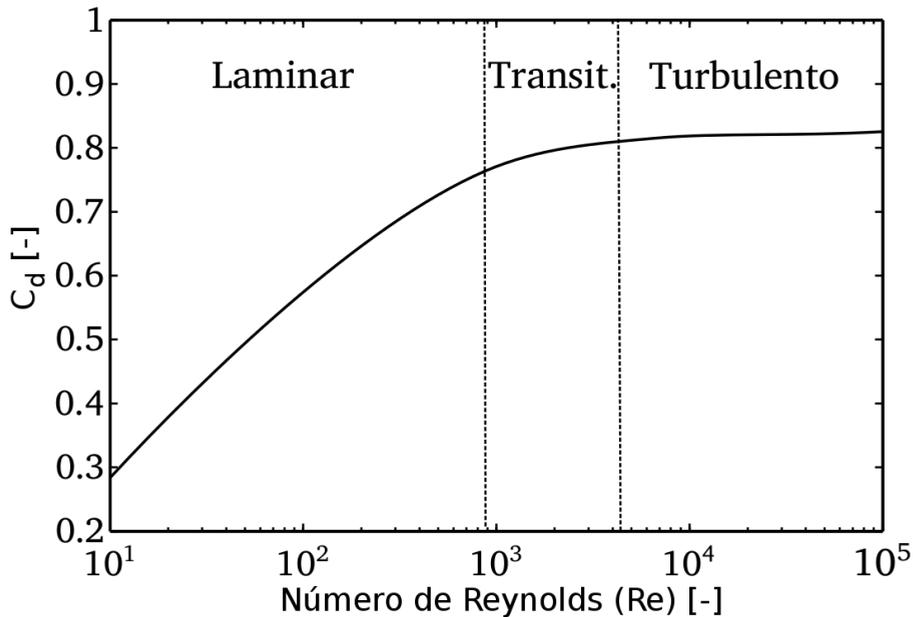


Figura 2.10: Ejemplo del comportamiento típico del coeficiente de descarga en función del número de Reynolds en toberas no cavitantes [11].

Como se ha mencionado anteriormente, el coeficiente de descarga evalúa la eficiencia de la tobera al inyectar el combustible, teniendo en cuenta las pérdidas de presión debidas al rozamiento con la pared, los perfiles de velocidad y/o densidad no uniformes, y el fenómeno de la cavitación (cuando se dan las condiciones oportunas). No obstante, se puede simplificar el estudio considerando que todo el fluido está en fase líquida (por lo tanto considerando densidad uniforme), tiene una velocidad uniforme, llamada velocidad efectiva (u_{ef}) y ocupa un área efectiva (A_{ef}) [55-58]. Con esta definición el flujo másico (Ecuación 2.15) de la tobera se puede escribir de la siguiente forma:

$$\dot{m}_f = \rho u_{ef} A_{ef} \quad (2.18)$$

Hasta el momento, se han definido dos parámetros efectivos a partir de un único parámetro del flujo, para definir completamente estos parámetros hace falta introducir el flujo de cantidad de movimiento (Ecuación 2.19).

$$\dot{\vec{M}}_f = \int_A \rho \vec{u} (\vec{u} \cdot \vec{n}) dA \quad (2.19)$$

Autor	Correlación
Hall [45]	$C_d = 1 - 0,184 \left(\frac{L}{D_o} - 1 + 1,11Re^{0,25} \right)^{0,8} Re^{-0,2}$
Nakayama [51]	$C_d = \frac{Re^{5/6}}{17,11 \frac{L}{D_o} + 1,65Re^{0,8}}$
Asihmin [52]	$\frac{1}{C_d} = 1,23 + \frac{58L}{ReD_o}$
Lichtarowicz [46]	$\frac{1}{C_d} = \frac{1}{C_{dmax}} + \frac{20}{Re} (1 + 2,25D_o^{-1}) - \frac{0,0015D_o^{-1}}{1 + 7,5 [\log(0,00015Re)]^2}$
Arcoumanis [53]	$C_d = \frac{1}{\frac{1}{C_{dmax}} + \frac{20}{Re} \left(1 + \frac{2,25}{D_o} \right)}$
Salvador [50]	$C_d = 0,98 - 0,07 (r_e^{-0,49} l f^{-1,14} D_o^{1,20} AR^{-0,088}) - \frac{10,7}{Re^{0,5}}$
Imagine [54] (AMESim®)	$C_d = C_{dmax} \tanh \left(\frac{2Re}{Re_{crit}} \right)$

Tabla 2.4: Correlaciones de C_d en función de Re usadas en la literatura.

Más concretamente su componente axial (Ecuación 2.20), por simplicidad y por ser la única que se va a utilizar, se usará posteriormente sin indicar la componente axial en el subíndice.

$$\dot{M}_{f,x} = \int_A \rho u_x (\vec{u} \cdot \vec{n}) dA \quad (2.20)$$

Usando la misma estrategia utilizada para el flujo másico (\dot{m}_f), se obtiene la dependencia del flujo de cantidad de movimiento (\dot{M}_f) con la velocidad efectiva (u_{ef}) y el área efectiva (A_{ef}):

$$\dot{M}_f = \rho u_{ef}^2 A_{ef} \quad (2.21)$$

Análogamente, se puede proceder a definir la velocidad efectiva (u_{ef}) y el área efectiva (A_{ef}) en función del flujo másico (\dot{m}_f) y del flujo de cantidad de

movimiento (\dot{M}_f):

$$u_{ef} = \frac{\dot{M}}{\dot{m}} \quad (2.22)$$

$$A_{ef} = \frac{\dot{m}^2}{\rho \dot{M}} \quad (2.23)$$

En concreto, estos parámetros efectivos (Figura 2.11) permiten la definición de dos coeficientes adimensionales muy utilizados al estudiar el flujo interno en toberas diésel, el coeficiente de velocidad (C_v) y el coeficiente de área (C_A):

$$C_v = \frac{u_{ef}}{u_{teo}} \quad (2.24)$$

$$C_A = \frac{A_{ef}}{A_o} \quad (2.25)$$

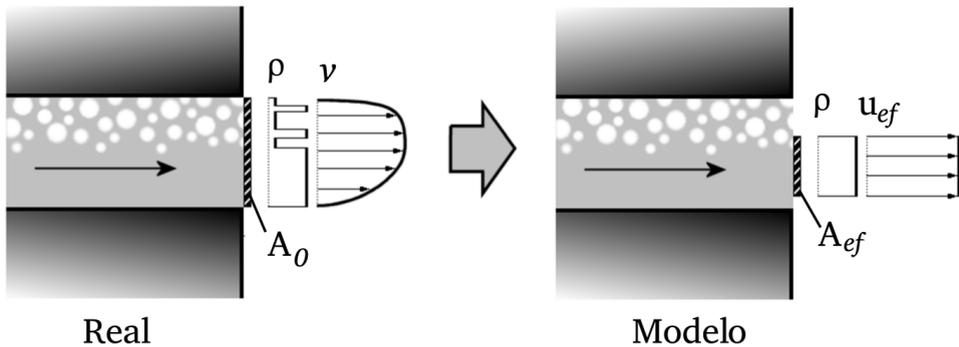


Figura 2.11: Parámetros efectivos [59].

Se puede comprobar fácilmente su relación con el coeficiente de descarga:

$$C_d = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_{teo}} = \frac{\rho u_{ef} A_{ef}}{\rho u_{teo} A_o} = C_v C_A \quad (2.26)$$

Una de las ventajas de los parámetros efectivos, así como del coeficiente de velocidad (C_v), es que no es necesario conocer el área del orificio de salida real, y al mismo tiempo proporcionan información importante sobre el comportamiento del flujo [3].

2.3.4. El fenómeno de la cavitación

El fenómeno de la cavitación ocurre cuando en la zona de recirculación mencionada anteriormente en la Sección §2.3.2 la presión disminuye (debido al incremento de velocidad) por debajo de la presión de vapor del fluido, generándose pequeñas burbujas de vapor. Cuando estas burbujas aparecen por primera vez se llama cavitación incipiente.

La aparición de la cavitación depende principalmente de la velocidad del fluido (i.e. de la presión de inyección y de la presión de la cámara) y de la geometría de la tobera. Para su caracterización se usan números adimensionales como el número de Reynolds introducido anteriormente o el número de cavitación [60] (CN) definido a continuación:

$$CN = \frac{p_i - p_v}{p_b - p_v} \quad (2.27)$$

Bergwerk [60] estudio en 1959 la influencia de la geometría de la tobera en el comportamiento del flujo mediante la visualización de toberas transparentes ($D_o \sim 0,2 - 2,5mm$ y $Re \sim 1000 - 20000$), demostrando que el aumento del radio de acuerdo (r_e) disminuye la cavitación, siendo necesaria una mayor diferencia entre la presión de inyección y la contrapresión para conseguir que la cavitación se desarrollara hasta el orificio de salida.

Bajo ciertas condiciones otro fenómeno, llamado *hydraulic flip*, ha sido también observado mediante visualización [49, 60]. El *hydraulic flip* consiste en la entrada de aire de la cámara de combustión en el orificio, cuando la separación de la capa límite se extiende hasta el orificio de salida, ocupando el espacio entre la pared del orificio y la vena líquida. Bergwerk [60] observó la posibilidad de que ocurriera el *hydraulic flip* a medida que disminuía el tamaño de los orificios. Soteriou et al. [49] observaron el efecto del *hydraulic flip* en los chorros, obteniendo chorros con gran penetración y poco atomizados. No obstante, este fenómeno nunca se ha observado en toberas diésel reales bajo condiciones de funcionamiento reales.

Las etapas de desarrollo de la cavitación han sido ampliamente estudiadas [61-65] y siguen siendo de interés actualmente [66-68]. Chaves et al. [62] definen el término supercavitación, para el estado en el que la cavitación se desarrolla hasta el orificio de salida. En este estado, se ha observado un incremento en el ángulo del chorro [31, 62, 69]. Además, otros autores [70, 71] también han observado un incremento del ángulo del chorro durante la fase inicial de la cavitación (cavitación incipiente). Se definen usualmente cuatro fases en la cavitación [65] (ver Figura 2.12): cavitación incipiente (primeras burbujas

de vapor), subcavitación, cavitación en transición y supercavitación. Otros autores [72] agrupan las dos fases intermedias en una única llamada como cavitación en desarrollo.

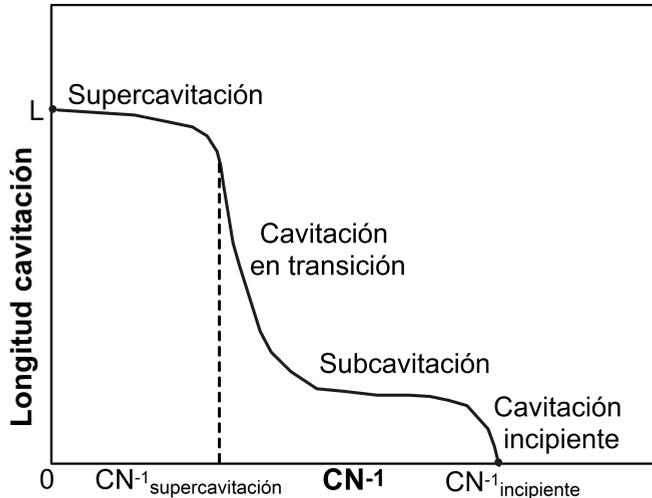


Figura 2.12: Esquema de la longitud de la cavitación en función del número de cavitación [13].

El estudio experimental de la cavitación en toberas diésel ha sido abordado mediante la visualización de la misma mediante el uso de toberas transparentes (a escala y a tamaño real) o mediante la caracterización hidráulica de los orificios de salida. Antes de pasar a abordar el tema del estudio mediante caracterización hidráulica, remarcar la existencia de estudios de observación directa, en toberas de inyección diésel reales, del flujo interno y de la cavitación mediante el uso de rayos x [73, 74].

El coeficiente de descarga bajo condiciones cavitantes tiene un comportamiento distinto al explicado anteriormente para condiciones no cavitantes, baja variación a altos números de Reynolds cuando no aparece cavitación. En cambio, Bergwerk [60] mostró que en condiciones cavitantes, hay una gran dependencia con el ratio $(p_{iny} - p_c) / p_c$. Esta tendencia fue comprobada en el mismo año por Spikes y Pennington [75], relacionando el fenómeno de la cavitación con la geometría de la tobera (i.e. a mayor relación longitud - diámetro de los orificios, mayor coeficiente de descarga).

Posteriormente, en 1976, Nurick [61] intentó explicar el comportamiento del coeficiente de descarga mediante un modelo 0D. Para este modelo, Nurick definió tres puntos característicos, mostrados en la Figura 2.13, el primero de

ellos aguas arriba de orificio (punto 1), el segundo en la *vena contracta* (punto c), exactamente en la sección de mínima área (i.e. máxima velocidad y mínima presión), y el tercer punto en el orificio de salida (punto 2).

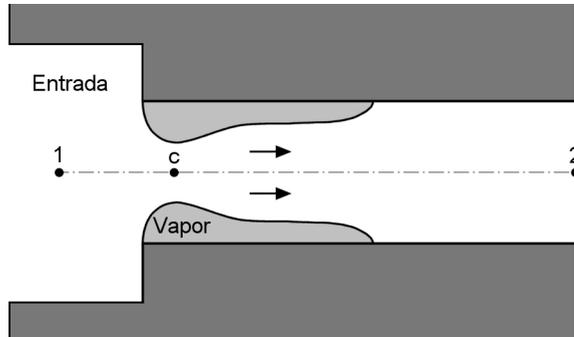


Figura 2.13: Representación esquemática del fenómeno de cavitación con los puntos característicos de Nurick [3].

Suponiendo que el volumen ocupado por el vapor se mantiene constante (iniciándose en la entrada del orificio, sin desarrollarse hasta el orificio de salida), se define la fracción del área disponible por el combustible en la *vena contracta* (punto c) como C_c (ver Ecuación 2.28). Este coeficiente de contracción fue estudiado entre otros por Von Mises [76], obteniendo que su valor, aproximadamente 0.61, dependía exclusivamente de las características geométricas de la tobera. Si además se supone que los perfiles de densidad y velocidad son homogéneos el flujo másico se puede escribir como en la Ecuación 2.29.

$$A_c = C_c A \quad (2.28)$$

$$\dot{m}_f = \rho A_c u_c \quad (2.29)$$

Para completar el modelo hay que realizar otras dos suposiciones: no hay pérdidas de presión entre los puntos 1 y c, y la presión del fluido en la *vena contracta* es la presión de saturación. Con estas suposiciones, la ecuación de Bernoulli se transforma en la Ecuación 2.30 y el flujo másico en la Ecuación 2.31. Se observa un hecho importante, el flujo másico es independiente de la presión del punto 2, este fenómeno se llama colapso del flujo másico, y ha sido observado experimentalmente por diversos autores [49, 50, 69, 77].

$$p_1 = p_v + \frac{1}{2} \rho u_c^2 \quad (2.30)$$

$$\dot{m}_f = \rho A_c \sqrt{2\rho(p_1 - p_v)} \quad (2.31)$$

Combinando las Ecuaciones 2.17 y 2.31 se obtiene una relación entre el coeficiente de descarga, el coeficiente de contracción y las presiones aguas arriba y aguas abajo del orificio:

$$C_d = C_c \sqrt{\frac{p_1 - p_v}{p_1 - p_2}} \quad (2.32)$$

A su vez, esta expresión permite definir un nuevo número para caracterizar la cavitación (K):

$$C_d = C_c \sqrt{K} \quad (2.33)$$

La Ecuación 2.33 muestra una relación lineal entre el coeficiente de descarga y el número de cavitación (K) en condiciones cavitantes. Cuando K aumenta (i.e. la contrapresión aumenta o la presión de inyección disminuye), las condiciones de inyección son menos favorable a la aparición de cavitación y deja de ser válida esta relación; pasando el coeficiente de descarga a ser función del número de Reynolds y no del número de cavitación (K). Al valor de K en el que se produce esta transición se conoce como número crítico de cavitación (K_{crit}).

Este comportamiento del coeficiente de descarga, predicho por Nurick en condiciones cavitantes y no cavitantes, se observa en la comparación de Schmidt et al. [78] con datos experimentales existentes en la literatura.

A diferencia de lo que ocurre con el flujo másico, Payri et al. [15] demostraron que el flujo de cantidad de movimiento no experimenta colapso debido a la cavitación. Este efecto se produce por la reducción de pérdidas por fricción en la pared del orificio, debido a la existencia del vapor. Un resultado interesante que se desprende de este estudio es el aumento de la velocidad efectiva a la salida debido a la cavitación, así como la reducción del área efectiva. Estos resultados han sido confirmados por otros autores [79-81] mediante la obtención directa de la velocidad del flujo mediante PDPA (*Phase Doppler Particle Analyzer*) y LDV (textitLaser Doppler Velocimetry).

Cuando el vapor que se genera en el régimen cavitante en la zona de recirculación, impllosiona debido al incremento local de la presión estática puede generar ondas de choque, causando eventualmente erosión en la superficie del orificio [82]. El daño en la superficie aparece como pequeñas deformaciones

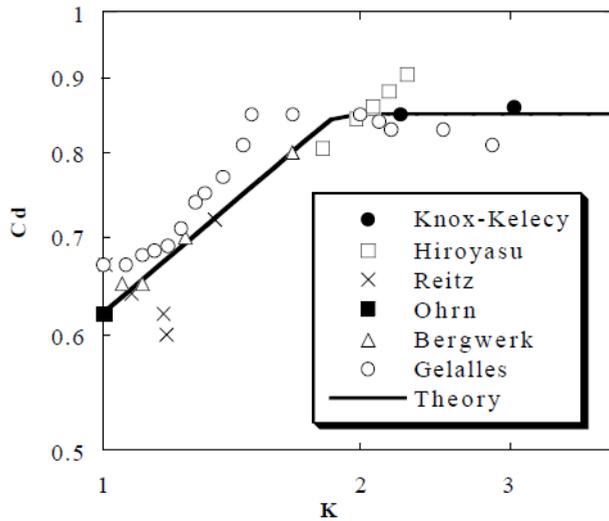


Figura 2.14: Comparación del C_d versus número de cavitación [78].

plásticas que eventualmente pueden resultar en un fallo por fatiga. En la Figura 2.15 se muestra un ejemplo de un fallo por fatiga de un inyector diésel reportado por Asi [82]. Este efecto dañino no se produce cuando la implosión del vapor se produce fuera del orificio, como ocurre cuando hay supercavitación. Por otra parte, también se han reportado efectos beneficiosos, como inhibir el proceso de *coking* [40, 83] (formación de partículas derivadas del carbono en el interior de la tobera) a causa de las vibraciones causadas por la implosión del vapor y el propio incremento del ángulo del chorro [50, 84, 85].

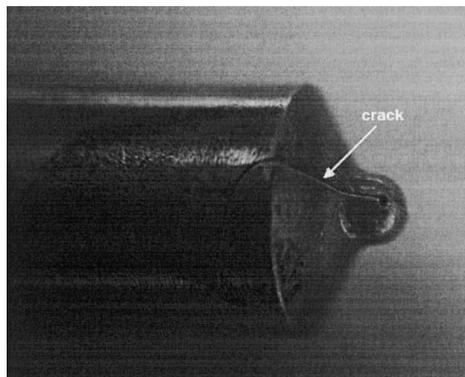


Figura 2.15: Ejemplo de un fallo por fatiga producido por la cavitación [82].

2.3.5. Estudios computacionales sobre el flujo interno en toberas diésel

A la hora de estudiar computacionalmente el flujo interno en toberas diésel, hay que considerar previamente las características del tipo de inyección a estudiar. Como se ha mencionado anteriormente, las estrategias de inyecciones múltiples (para reducir las emisiones contaminantes y el ruido) son de uso común en los motores diésel. El estudio de estas inyecciones múltiples, compuestas de inyecciones cortas (inyecciones piloto y post-inyecciones) e inyección principal, depende de la clase de inyección a considerar (i.e. de la duración de la inyección).

Si la duración de la inyección es lo suficientemente larga, como en el caso de las inyecciones principales, aparte de las rampas de apertura y cierre de la inyección, existe entre ambas rampas un estado cuasi-estacionario. Debido a la rápida apertura y cierre de las nuevas generaciones de inyectores, las condiciones cuasi-estacionarias en las inyecciones principales pueden ser consideradas las de mayor relevancia. A su vez, permiten simplificar el estudio computacional, al poder considerar un levantamiento de aguja fijo. Por este motivo, el flujo en condiciones cuasi-estacionarias ha sido estudiado por multitud de autores [86-88].

Sin embargo, al considerar inyecciones cortas (e.g. inyecciones piloto) no se alcanzan condiciones cuasi-estacionarias. Por tanto, se hace necesario el estudio del efecto del levantamiento parcial de la aguja. Este estudio es también interesante en inyecciones principales para comprender el comportamiento del flujo durante las rampas de apertura y cierre de la inyección.

Por analogía con el caso cuasi-estacionario, algunos autores [19, 20, 30, 89] han abordado este problema mediante la realización de simulaciones con levantamientos de aguja parcial fijos, y estudiado las características del flujo interno estabilizado. Aunque, este enfoque es técnicamente posible, se están despreciando los efectos debidos al movimiento de la aguja. Por esta razón, algunos autores [13, 90-93] han optado por la realización de simulaciones transitorias con movimiento de la aguja, siempre considerando un levantamiento mínimo de aguja para que no existan problemas con la malla y el código de cálculo.

Mulemane et al. [90] caracterizaron dos sistemas de inyección (un *common-rail* y un *Unit Injector*) basándose en las medidas de experimentales del tiempo de respuesta del inyector, forma de la tasa de inyección, levantamiento de la aguja, coeficientes de descarga, etc. Esta caracterización les sirvió para la realización de 2 modelos 1D de los sistemas con el código de cálculo AMESim.

Posteriormente, acoplaron la ley de levantamiento de la aguja con el código Fluent para estudiar el flujo interno, usando un levantamiento de aguja mínimo de alrededor de $20 \mu\text{m}$, en una tobera VCO y en una mini-saco.

Por su parte, Margot et al. [91] emplearon un método mixto, usando el código de cálculo Star-CD, entre el estudio computacional con levantamientos parciales fijos y el estudio transitorio propiamente dicho. En primer lugar, realizaron el estudio con 6 levantamientos de aguja parciales fijos. A través de la tasa de flujo másico y los valores computacionales con levantamientos fijos, estimaron la ley de levantamiento de la aguja; realizando la simulación transitoria con un levantamiento mínimo de aguja de $10 \mu\text{m}$.

En el estudio de Zhixia et al. [92], usaron el mismo procedimiento que Margot et al. para obtener la ley del levantamiento, usando un levantamiento mínimo de aguja de $37,5 \mu\text{m}$ en el código de cálculo Fluent. Su interés era estudiar el comportamiento transitorio de la cavitación. Usando para la validación del código un modelo transparente a escala 10:1 del inyector real.

Centrado en el estudio de la cavitación, Martínez [13] usó el código Open-FOAM, para simulación del flujo cavitante. Para ello, comparó el uso de levantamientos parciales fijos con el de levantamientos de aguja transitorios (con un levantamiento mínimo de aguja de $5 \mu\text{m}$). Obteniendo que en lo concerniente a los valores medios a la salida del orificio (gasto másico, flujo de cantidad de movimiento y velocidad efectiva), la diferencia numérica entre ambos métodos es inferior al 5%. Por el contrario, sí que observó diferencias en la morfología de la cavitación desarrollada en el asiento de la aguja a levantamientos inferiores a $75 \mu\text{m}$, debido a que la velocidad de la aguja a bajos levantamientos no es despreciable respecto a la del fluido.

Recientemente, Xue et al. [93] usaron un nuevo código de cálculo, llamado CONVERGE, con un levantamiento mínimo de aguja de $20 \mu\text{m}$; para realizar un estudio transitorio sobre la tobera *Spray A* del ECN (*Engine Combustion Network*) utilizando los datos sobre el levantamiento de aguja medidos por rayos x por Kastengren et al. [38]. El objetivo de este estudio era investigar el efecto en el flujo interno de las vibraciones de la aguja (*needle wobble*) observadas por rayos x. Xue et al. encontraron diferencias entre orificios al usar una tobera multi-orificio y considerar las vibraciones de la aguja, sobre todo a bajos levantamientos de aguja.

El estudio del flujo interno en condiciones cavitantes, conlleva enormes dificultades. Para ello, se han usado las herramientas de cálculo CFD como una manera de investigar en mayor profundidad el comportamiento del flujo cavitante, reducir los costes de los nuevos diseños y disminuir el tiempo asociado a los ensayos experimentales. A continuación, se exponen las principales

filosofías para el tratamiento de flujos cavitantes en toberas diésel, utilizando una clasificación de los modelos entre los de uno y dos fluidos [94], mostrando algunos de los más representativos.

Modelos de dos fluidos: En esta aproximación se resuelven las ecuaciones que describen cada uno de los fluidos (fase líquida y fase vapor) por separado, siendo necesario definir la interfase líquido-vapor, así como su evolución. Además, en las ecuaciones de cada fase hay que considerar los términos de intercambio de masa y momento. Algunos ejemplos de este tipo de modelo son:

- Alajbegovic et al. [95]. Este modelo, implementado en el código comercial AVL-FIRE, simula el cambio de fase mediante la ecuación de Rayleigh-Plesset simplificada. Posteriormente, ampliaron el modelo para añadir una tercera fase [96], permitiendo simular además el aire existente en la cámara de combustión.
- Lambert [97] utilizó también un modelo (implementado en el código de cálculo MELODIF) basado en la ecuación de Rayleigh-Plesset simplificada. Dicho modelo, resuelve un sistema de seis ecuaciones: ecuación de Rayleigh-Plesset simplificada, conservación de la masa, de la energía y de cantidad de movimiento.
- Salvador [50] empleó un modelo de dos fluidos basado en la teoría de nucleación de Kubota [98] para el estudio en condiciones cavitantes y no cavitantes de toberas de inyección diésel; evaluando la influencia de diversos parámetros geométricos.
- Andriotis et al. [99]. En este modelo, la fase líquida se simula como una fase continua usando una descripción euleriana, y las burbujas de cavitación son simuladas como una fase dispersa mediante una descripción lagrangiana, i.e. mediante *Parcels* con las mismas propiedades (tamaño, velocidad, etc.).
- Giannadakis et al. [100] utilizó la ecuación de Rayleigh-Plesset original, teniendo en cuenta los términos viscosos, inerciales y los de tensión superficial, para modelar la dinámica de las burbujas. El modelo fue validado con toberas transparentes a escala 20:1 y a tamaño real, utilizando diversos levantamientos de aguja y números de cavitación.

Si bien los modelos basados en la dinámica de burbujas son ampliamente utilizados, la estructura de la cavitación en toberas reales es más bien por

cavitación en láminas [101, 102] o cavitación de vortices [103, 104]. Por lo tanto, la distribución de la cavitación predicha con estos modelos puede no ser del todo adecuada [94].

Modelos de mezcla homogénea o de un fluido: Estos modelos asumen el flujo cavitante como un fluido homogéneo con propiedades mixtas entre las del líquido y las del vapor. Algunos ejemplos de este tipo de modelo son:

- Delannoy y Kueny [105] desarrollaron uno de los primeros modelos de mezcla. Este modelo emplea una ecuación barotrópica de estado, distinguiendo tres regiones: líquido incompresible, vapor incompresible y mezcla homogénea compresible.
- Schmidt et al. [86]. En este modelo, se emplea una ecuación barotrópica de estado, relacionando la densidad y la presión del fluido mediante la compresibilidad, calculando la compresibilidad a través del modelo de Wallis [106].
- Dumont [107] modificó el modelo propuesto por Schmidt para incluir condiciones de contorno no reflectivas.
- Karrholm et al. [108] adaptaron una variante del modelo de Schmidt en OpenFOAM, validándolo a través de la comparación con los experimentos sobre cavitación en orificios calibrados de Winklhofer et al. [80].
- Martínez [13] usando el modelo de Kärholm y realizando una optimización sobre los esquemas de cálculo, con el objetivo de aumentar la estabilidad del código para condiciones de inyección reales, validó el modelo a través de ensayos experimentales de toberas mono-orificio y multi-orificio comerciales.
- Neroorkbar et al. [109] usaron recientemente un modelo de relajación homogénea (HRM) usado inicialmente para estudiar el *flash boiling* en inyectores GDI (*Gasoline Direct Injection*) [110]. Este método, implementado en OpenFOAM, utiliza una tasa de generación de vapor lineal propuesta por Bilicki y Kestin [111].
- Battistoni et al. [112] usaron una variante del modelo de Neroorkbar implementada en el código comercial CONVERGE para estudiar la cavitación con vibraciones en la aguja (*needle wobble*). En este estudio se utilizó un modelado de la turbulencia RANS (*Reynolds-averaged Navier-Stokes*) con un tamaño de celda mínimo entre 10 y 20 μm . Aún cuando los valores de y^+ están alrededor de 20 para la malla más fina,

los autores reconocen que una mejor resolución de la caída de presión a la entrada de los orificios podría variar sensiblemente los resultados.

2.4. Chorro diésel

Las funciones básicas del sistema de inyección mencionadas anteriormente (ver Sección §2.2) son: introducir el combustible en la cámara de combustión, atomizar el combustible, mezclar el combustible con el aire. Todas ellas relacionadas directamente con la formación del chorro diésel.

El estudio previo del flujo interno (i.e. la velocidad del combustible, el perfil de densidad, niveles de turbulencia, la presencia de cavitación, ...) se justifica debido a que define las condiciones con las que se introduce el combustible en la cámara. Por ello, tiene una influencia significativa en el proceso de atomización.

En esta sección, se va a analizar la formación del chorro diésel y sus características. Para ello, se ha dividido en cinco partes. Las dos primeras para introducir los procesos y los mecanismos que intervienen durante la formación del chorro (proceso de atomización y proceso de evaporación). A continuación, se realiza una revisión de las características del chorro diésel, tanto a nivel macroscópico como a nivel microscópico. Para finalizar con un repaso exhaustivo de los estudios más relevantes y significativos sobre el modelado computacional del chorro diésel.

2.4.1. El proceso de atomización

El proceso de atomización empieza desde el mismo momento en el que el combustible entra en la cámara de combustión (i.e. atraviesa el orificio de salida), produciendo una desintegración de la vena líquida. El proceso de atomización es debido a interacciones que ocurren a escala microscópica, involucrando fuerzas inerciales, inestabilidades en la interfase aire-combustible, interacciones aerodinámicas y la tensión superficial.

En líneas generales se puede establecer que:

- La tensión superficial es la causante de que la vena líquida permanezca compacta o se formen gotas.
- Las perturbaciones iniciales en la interfase aire-combustible se amplifican hasta la total desintegración de la vena líquida.

- Las interacciones aerodinámicas, causadas por la velocidad relativa entre el líquido y el aire de la cámara, dependen fuertemente de la forma de la vena líquida.
- Las fuerzas inerciales tienden a propagar el líquido en la cámara. Dependiendo de las características del flujo y del nivel de turbulencia, el combustible puede tener diferentes perfiles de velocidad.

Atomización primaria

A la hora de estudiar la atomización, hay que tener en cuenta que la influencia de las distintas interacciones que controlan la rotura del chorro depende de varios factores. Como consecuencia, diferentes regímenes de atomización han sido identificados. Según los estudios realizados por Reitz y Bracco [113, 114], los regímenes de atomización pueden ser clasificados, dependiendo de la velocidad del chorro, de la siguiente manera (ver Figura 2.16):

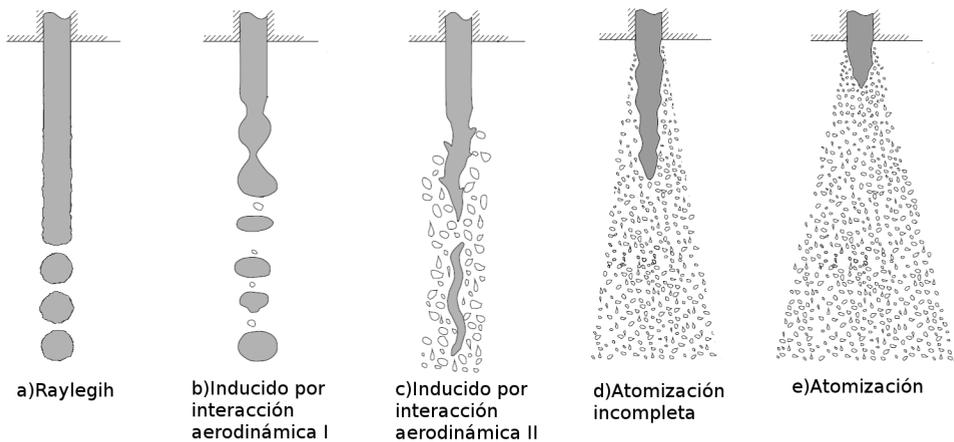


Figura 2.16: Representación esquemática de los diferentes regímenes de atomización [115].

- El régimen de Rayleigh: Este régimen es observado a bajas velocidades del chorro. Las perturbaciones en la superficie del chorro son amplificadas por la tensión superficial hasta que la vena líquida se separa en gotas, las cuales poseen un tamaño uniforme y similar al del orificio de salida.
- El primer régimen inducido por interacción aerodinámica: El efecto de las perturbaciones iniciales es amplificado debido a la velocidad relativa

entre el chorro y aire de la cámara. En este proceso, las fuerzas aerodinámicas intervienen con la tensión superficial para facilitar la formación de gotas. El efecto de las fuerzas aerodinámicas se puede observar en la oscilación helicoidal del chorro respecto del eje de simetría. Siendo las gotas generadas de un tamaño similar al del orificio de salida.

- El segundo régimen inducido por interacción aerodinámica: Al seguir aumentando la velocidad, las perturbaciones iniciales de baja longitud de onda sufren un crecimiento exponencial con el tiempo. En este régimen, la formación de las gotas está más cercana al orificio de salida y las gotas son de menor diámetro (del orden de la longitud de onda inicial).
- El régimen de atomización: La combinación de las fuerzas aerodinámicas con las perturbaciones iniciales generan que la formación de las gotas se produzca en las proximidades del orificio de salida. A mayor velocidad del chorro, más cerca del orificio de salida se produce. El diámetro de las gotas generadas en este régimen es mucho menor al del orificio de salida.

Grant y Middleman [116] estudiaron el comportamiento de la longitud de rotura del chorro dependiendo de los regímenes de atomización. Observaron que los tipos de fuerzas influyentes en cada régimen modifican de forma sensible la longitud de rotura, así como su comportamiento (ver Figura 2.17). En el régimen de Rayleigh, una vez superada la fase de goteo, la longitud de rotura se incrementa con la velocidad, debido a que el flujo al estar en condiciones laminares no sufre perturbación al inicio. Este efecto es contrarrestado por las fueras aerodinámicas, aumentando su relevancia al aumentar la velocidad del chorro, cuando ambos efectos se encuentran equilibrados se obtiene el máximo valor para la longitud de rotura, indicando el comienzo del primer régimen inducido por interacción aerodinámica. En este punto, la longitud de rotura disminuye hasta alcanza un mínimo local. En ese momento, las gotas generadas reducen considerablemente su tamaño, ya que son debidas a las perturbaciones iniciales. A su vez la longitud de rotura aumenta, a causa del menor tamaño de las gotas que provoca que un mayor número de desintegraciones sean necesarias para producir la rotura. Finalmente, el efecto se equilibra de nuevo por el aumento de las fuerzas aerodinámicas, causando una disminución final de la longitud de rotura. La última parte de la curva de la Figura 2.17 es discontinua debido a las dificultades para medir la longitud de rotura a altas velocidad, especialmente en condiciones reales de inyección diésel. Sin embargo, Lefebvre [117] asocia estas variaciones en la longitud de rotura con los niveles de turbulencia a la salida del orificio.

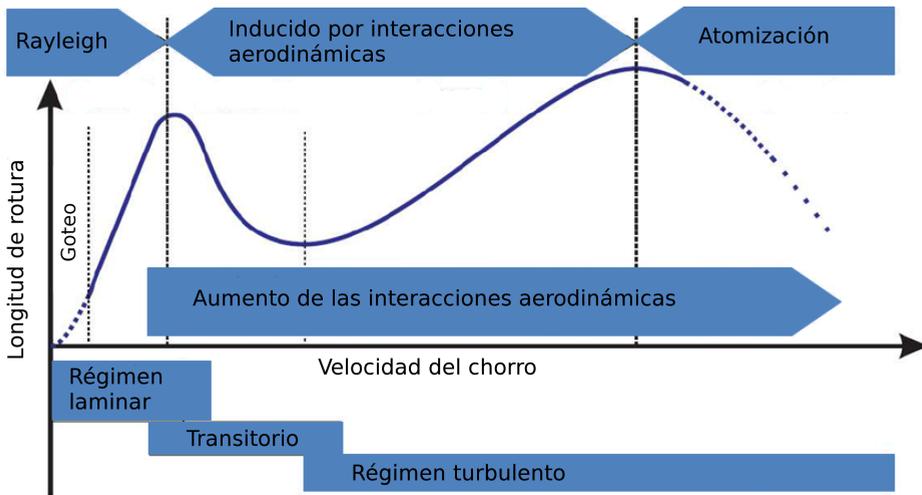


Figura 2.17: Evolución cualitativa de la longitud de rotura con la velocidad del chorro [116].

Análisis dimensional del proceso de atomización

Basándose en la bibliografía existente, los principales parámetros que afectan al proceso de inyección son los siguientes:

- Densidad del aire, ρ_a .
- Densidad del combustible, ρ_f .
- Velocidad del chorro (o velocidad relativa entre el combustible y el aire), u_{ef} .
- Diámetro efectivo del orificio, D_{ef} .
- Viscosidad del combustible, μ_f .
- Tensión superficial del combustible, σ .

Estos seis parámetros que afectan a la atomización contienen tres unidades fundamentales (longitud, masa y tiempo). Por tanto, de acuerdo al teorema π de Vashy-Buckingham, se pueden usar tres parámetros adimensionales para analizar la influencia de los 6 parámetros descritos anteriormente. En general

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

$$\text{Número de Ohnesorge: } Oh = \frac{\mu_f}{\sqrt{\rho_f \sigma D_{ef}}} \quad (2.34)$$

$$\text{Número de Weber: } We = \frac{\rho u_{re}^2 D_{ef}}{\sigma} \quad (2.35)$$

$$\text{Número de Taylor: } Ta = \frac{\rho_f}{\rho_a} \left(\frac{Re}{We} \right)^2 \quad (2.36)$$

Reitz y Bracco [113] clasificaron los regímenes de atomización en función del número de Ohnesorge, el cual representa el cociente entre las fuerzas viscosas y la combinación de fuerzas inerciales y superficiales.

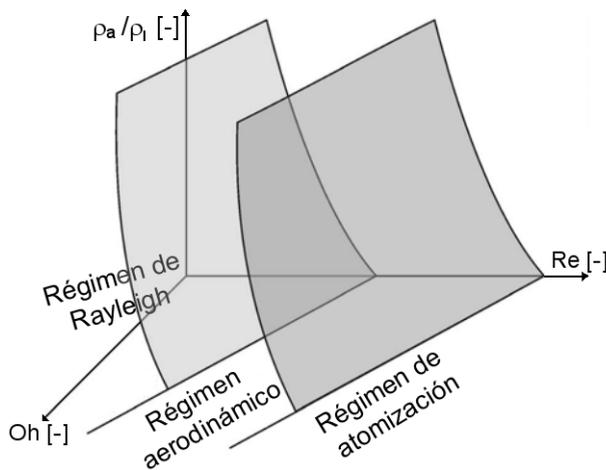


Figura 2.18: Esquema tridimensional que clasifica los regímenes de atomización según Reitz y Bracco [113].

Según la representación propuesta por Reitz y Bracco (ver Figura 2.18), se observa que el cociente de densidades tiene influencia sobre todo a bajos valores, sin embargo a altos valores las superficies de separación se vuelven prácticamente verticales. Este motivo es la causa de que habitualmente se represente sólo en función de los números de Reynolds y Ohnesorge, tal como se muestra en la Figura 2.19.

La delimitación de las fronteras entre unos regímenes y otros ha sido motivo de estudio durante décadas. Se muestra un resumen de estas delimitaciones

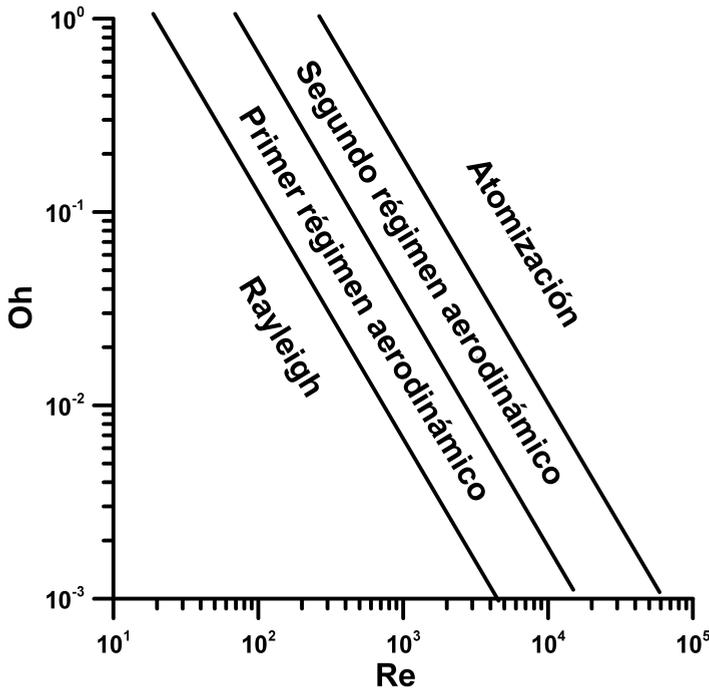


Figura 2.19: Esquema bidimensional que clasifica los regímenes de atomización según Reitz y Bracco [113].

en la Tabla 2.5, donde $We_g = \frac{u_{rel}^2 \rho_a D}{\sigma}$ es el número de Weber para el gas de descarga y el parámetro A se obtiene a partir del ángulo del chorro a la salida (determinado experimentalmente).

Atomización secundaria

Las gotas/ligamentos formados durante la atomización primaria pueden continuar disgregándose, debido al efecto del balance de fuerzas descrito anteriormente, causando la llamada atomización secundaria. La diferencia de la forma entre las gotas y la vena cilíndrica produce que los mecanismos por los que este proceso ocurre sean distintos. Las fuerzas aerodinámicas, debidas a la velocidad relativa entre las gotas y el gas de la cámara, tienden a disgregar las gotas en gotas más pequeñas. Por el contrario, las fuerzas asociadas a la tensión superficial tienden a mantener la forma esférica de las gotas. Por lo tanto, se necesitan mayores velocidades relativas para disgregar las gotas más pequeñas a causa de su curvatura, y por tanto de su mayor tensión superficial.

Frontera	Expresión	Autor
A - B	$We_g = 0,4$	Ranz [118]
	$We_g = 1,2 + 3,41Oh^{0,9}$	Sterling y Sleicher [119]
B - C	$We_g = 13$	Ranz [118]
C - D	$We_g = 40,3$	Meise [120]
	$\frac{\rho_f}{\rho_a} = \frac{\sqrt{A} - 1,15}{744} \left(\frac{\sqrt{3}}{6} (1 - e^{-10Ta}) \right)^{-2}$	Reitz [115]

A–Rayleigh

B–Primer régimen aerodinámico

C–Segundo régimen aerodinámico

D–Atomización

Tabla 2.5: Definición de la transición entre los regímenes de atomización presente en la literatura.

Del mismo modo que para la atomización primaria, la atomización secundaria ha sido estudiada mediante el número de Weber [121]. Wierzbza [122] clasifica la atomización secundaria en 5 regímenes, mostrados en la Figura 2.20. Para valores del número de Weber inferiores a doce, las fuerzas aerodinámicas no son capaces de provocar la rotura de las gotas, provocando únicamente deformaciones de las mismas. No obstante, al aumentar la velocidad relativa ligeramente, con valores del número de Weber alrededor de doce comenzaría el primer régimen de rotura, llamado atomización vibracional o de deformación, aumentando progresivamente la deformación superficial de las gotas hasta provocar su rotura.

Conforme se sigue aumentando la velocidad relativa, y el número de Weber se sitúa entre doce y veinte, se alcanza el segundo régimen de atomización secundaria, caracterizándose por la deformación inicial en forma de saco o bolsa que sufre la gota, finalizando la desintegración en un gran cantidad de gotas de pequeño tamaño. El tercer régimen es muy similar al segundo, pero con la diferencia de que además se forma un ligamento en el interior del saco, dando lugar a gotas de tamaño relativamente más grandes.

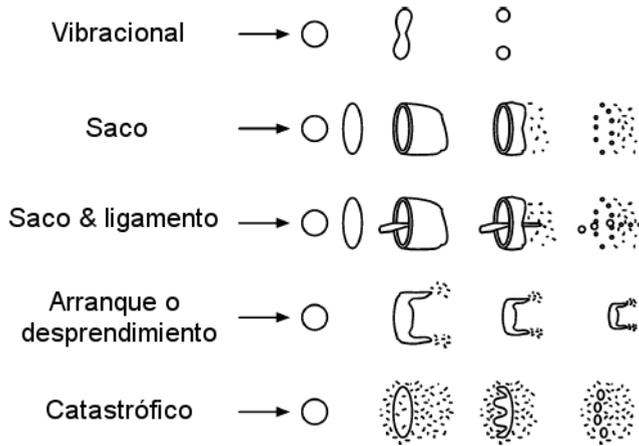


Figura 2.20: Esquema de los regímenes de atomización secundaria de Wierzva [122].

El cuarto régimen de la atomización secundaria se produce para valores del número de Weber inferiores a cien, generándose nuevas gotas como consecuencia de la deformación de la gota inicial y la desintegración de los extremos, por ello se llama régimen de rotura por arranque o desprendimiento. El quinto régimen ocurre para valores del número de Weber superiores a 100 y es conocido como rotura catastrófica.

Estos regímenes fueron también estudiados por Arcoumanis et al. [53], identificando los mismos tipos de regímenes que Wierzba, pero con diferencias significativas en los límites de los regímenes, especialmente a altos números de Weber, como se muestra en la Tabla 2.6.

2.4.2. El proceso de evaporación

Conjuntamente con el proceso de atomización anteriormente descrito, la evaporación de las gotas también tiene una influencia importante en la combustión y formación de contaminantes [123]

La energía necesaria para la evaporación es transferida desde el gas de la cámara de combustión a las gotas frías por conducción, convección y radiación (normalmente despreciable); este intercambio produce un aumento de la temperatura de las gotas, aumentando a su vez su presión de vapor y aumentando la cantidad de vapor. El proceso de evaporación disminuye el tamaño de las gotas hasta convertir todo el líquido en vapor.

Régimen	Wierzba [122]	Arcoumanis [53]
Vibracional	$We_g \approx 12$	$12 \leq We_g \leq 18$
Saco	$We_g < 20$	$We_g \leq 45$
Saco y ligamento	$We_g < 50$	$We_g \leq 350$
Desprendimiento	$We_g < 100$	$We_g \leq 2670$
Catastrófico	$We_g > 100$	$We_g \geq 2670$

Tabla 2.6: Definición de la transición entre los regímenes de atomización secundaria presente en la literatura.

El estudio del proceso de evaporación desde un punto de vista microscópico es especialmente complejo y multidisciplinar, involucrando transporte de masa y calor, dinámica de fluidos y cinética química, siendo aún más complejo en condiciones reales de motor. Aunque, a veces se supone que las fases líquidas y vapor se encuentran en equilibrio termodinámico (i.e. el cambio de fases es mucho más rápido que el transporte del vapor de la gota al gas que la engloba), y se supone que los cambios en las condiciones internas (i.a. temperatura) de las gotas son inmediatos, se ha comprobado que estas hipótesis no son correctas [124, 125]. Alrededor de la gota se forma una capa límite con acumulación de vapor, este fenómeno de acumulación de vapor es conocido como flujo de Stephan [126], produciéndose un sobrecalentamiento a causa de que la capa límite alrededor de la gota se encuentra saturada, frenando el proceso de evaporación [127].

Ayoub y Reitz [127] comentan una serie de observaciones cuando las condiciones de inyección son de alta presión de inyección y condiciones en la cámara cerca del punto crítico: los tiempos característicos de difusión de ambas especies (gas de la cámara y vapor) son similares, por lo tanto, la hipótesis cuasi-estacionaria del gas no es válida; las propiedades termodinámicas varían con la presión, temperatura y la concentración de combustible, por lo tanto, deben de ser calculadas con las ecuaciones de estado adecuadas; así como, el equilibrio termodinámico ha de basarse en la igualdad de fugacidades entre el combustible en fase líquida y en fase vapor.

2.4.3. Características macroscópicas del chorro diésel

Hasta el momento, se han descritos los procesos físicos que afectan a la formación del chorro diésel. En esta sección, se va a exponer la caracterización del chorro desde un punto de vista macroscópico, es decir, el estudio global de la forma del chorro, en vez del estudio de parámetros locales, que son los estudiados en la caracterización microscópica.

Como se muestran en la Figura 2.21, el chorro se divide en dos partes claramente diferenciada: la primera (parte estacionaria), se extiende desde el orificio de salida hasta un 60% y un 70% de la longitud total del chorro, y muestra un aspecto cónico; en la segunda (parte transitoria), el chorro muestra una forma semielíptica, a causa de la interacción aerodinámica con el gas de la cámara de combustión.

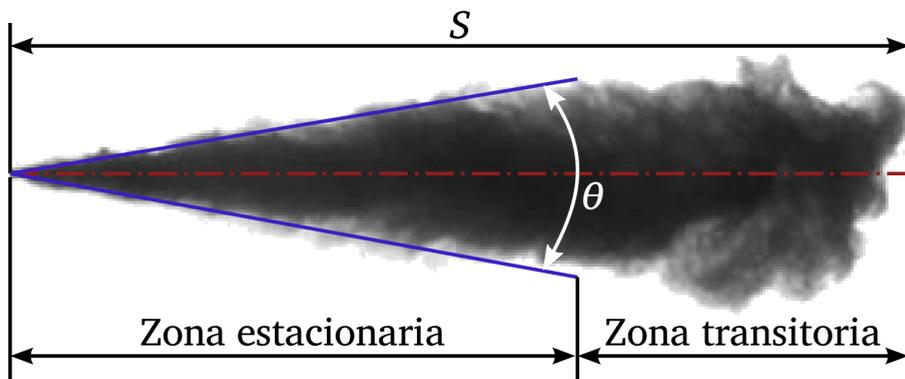


Figura 2.21: Estructura macroscópica de un chorro diésel [11].

Penetración del chorro

La penetración del chorro, representado por la letra S en la Figura 2.21, es la distancia medida desde el orificio de salida hasta el frente del chorro. Este parámetro es de suma importancia, no sólo porque sirve de indicador del proceso de mezcla, sino también porque determina el momento en el que el chorro impacta con las paredes de la cámara, lo cual tiene una gran influencia en la combustión y en la formación de emisiones [128]. Aunque conceptualmente es fácil entender el significado de este parámetros, su definición no es sencilla.

En las últimas décadas han sido propuestas muchas correlaciones para relacionar la penetración con las condiciones de inyección. La penetración depende principalmente del flujo de momento del chorro, la densidad ambiente

y del ángulo del chorro. Hay y Jones [129] realizaron una revisión de las correlaciones existentes en ese momento, remarcando que las mejores eran las presentadas por Dent [130] y Wakuri et al. [131]. Sin considerar las constantes de proporcionalidad y otros pequeños detalles, todas las correlaciones, incluso las más recientes [132, 133], son de la forma de la Ecuación 2.37. Los valores de cada exponente se obtienen por análisis dimensional, excepto para el que involucra el ángulo del chorro. El valor de $1/2$ para este exponente se puede obtener mediante el análisis analítico de la evolución del chorro asumiendo una forma cónica [134].

$$S \propto \rho_a^{-\frac{1}{4}} \Delta p^{\frac{1}{4}} \tan^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\theta}{2} \right) D_o^{\frac{1}{2}} t^{\frac{1}{2}} \quad (2.37)$$

Otra forma habitual es usar el flujo de momento del chorro, en vez de la diferencia de presiones:

$$S \propto \rho_a^{-\frac{1}{4}} \dot{M}^{\frac{1}{4}} \tan^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\theta}{2} \right) D_o^{\frac{1}{2}} t^{\frac{1}{2}} \quad (2.38)$$

Waruri et al. [131] fueron los primeros en incluir el ángulo del chorro en su correlación. Mientras que Dent [130] fue el primero en incluir el efecto de la temperatura ambiente, o más precisamente, la diferencia entre la temperatura ambiente y la temperatura en la punta de la tobera, con el factor $(T_{tobera}/T_a)^{\frac{1}{4}}$

Hiroyasu y Arai [132] formularon una ley de penetración dividida en dos partes (ver Ecuación 2.39), debido a que la penetración del chorro presenta un comportamiento diferente en los primeros milímetros, donde muestra una dependencia con el tiempo lineal. El tiempo t_b de la Ecuación 2.39 representa el tiempo necesario para alcanzar la longitud de rotura, y se encuentra definida en la Ecuación 2.40

$$S = \begin{cases} 0,39 \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_f}} t, & \text{Si } t < t_b \\ 2,95 \rho_a^{-\frac{1}{4}} \Delta p^{\frac{1}{4}} D_o^{\frac{1}{2}} t^{\frac{1}{2}}, & \text{Si } t \geq t_b \end{cases} \quad (2.39)$$

$$t_b = 28,65 \frac{\rho_f D_o}{(\rho_a \Delta p)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.40)$$

Más recientemente, Naber y Siebers [134] formularon una ley para la penetración basada en sus estudios en condiciones evaporativas, también encontrando dos regiones para el comportamiento de la penetración (Ecuación 2.41).

Además, tuvieron en cuenta los parámetros adimensionales relacionados con el flujo interno, concretamente los coeficientes de velocidad (C_v) y el de área (C_a), y añadieron a su vez el ángulo del chorro. En esta ocasión, el tiempo t_b (Ecuación 2.42) se define como el tiempo durante el cuál el chorro está controlado por el englobamiento de aire. Desantes et al. [135] identificaron este tiempo t_b con el periodo de transición en el cual el flujo másico (así como el flujo de cantidad de movimiento) incrementa su valor debido a la dinámica propia del inyector y la variación de la sección de salida efectiva de la tobera como función del levantamiento de la aguja; obteniendo un valor para la constante de la Ecuación 2.42 de 0,36, en vez de 0,66.

$$S = \begin{cases} C_v \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_f}}, & \text{Si } t < t_b \\ C_v^{\frac{1}{2}} (2C_a)^{\frac{1}{2}} \tan^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\theta}{2} \right) \rho_a^{-\frac{1}{4}} \Delta p^{\frac{1}{4}}, & \text{Si } t \geq t_b \end{cases} \quad (2.41)$$

$$t_b = \frac{(2C_a)^{\frac{1}{2}}}{0,66C_v \tan \left(\frac{\theta}{2} \right)} \frac{\rho_f D_o}{(\rho_a \Delta p)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.42)$$

Otros autores han obtenido correlaciones empíricas, mediante un ajuste estadístico con los datos experimentales. Por ejemplo, Payri et al. [136] propusieron la Ecuación 2.43 para condiciones no evaporativas, y Payri et al. [137] obtuvieron la Ecuación 2.44 para la parte lineal de la penetración. Estas correlaciones muestran una buena concordancia con las obtenidas mediante análisis dimensional.

$$S(t) \propto \rho_a^{-0,268} \dot{M}^{0,54} \tan^{-0,5} \left(\frac{\theta}{2} \right) t^{0,513} \quad (2.43)$$

$$S(t) = 0,018 \rho_a^{-0,25} \Delta p^{0,51} t^{1,04} \quad (2.44)$$

Cuando se compara el chorro en condiciones evaporativas y no evaporativas para las mismas condiciones de inyección (presión de inyección, densidad de la cámara,...), Naber and Siebers [134] observaron que la evaporación puede reducir la penetración del chorro hasta un 20 %. Esta reducción es atribuida al aumento de la densidad de la mezcla gas-vapor debido a que su temperatura se reduce por el proceso de evaporación. Finalmente, en condiciones reactivas, la penetración del chorro aumenta debido a la reducción de la densidad local a causa de las reacciones de combustión [138].

Ángulo de apertura del chorro

El ángulo de apertura del chorro (θ) es el ángulo que forman las dos líneas que delimitan el chorro, como se muestra en la Figura 2.21. También es un parámetro importante en el englobamiento de aire en el chorro y determinante en la evaporación del combustible y en el proceso de combustión.

Como en el caso de la penetración del chorro, el ángulo de apertura ha sido estudiado en las últimas décadas, habiendo en la literatura multitud de correlaciones. Ranz [118] presentó una de las primeras (Ecuación 2.45), siendo F_t una función analítica que en el caso de condiciones de inyección diésel, alcanza un valor límite de $F_t = 0,288$. Sin embargo, esta correlación contiene una constante (C), dependiente de la geometría, que tiene que ser ajustada para cada tobera.

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{4\pi}{C} \left(\frac{\rho_f}{\rho_a}\right)^{-\frac{1}{2}} F_t \left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \frac{\sigma^2}{\mu_f^2 u_{teo}^2}\right) \quad (2.45)$$

Reitz y Bracco [139] realizaron un extenso estudio experimental incluyendo diferentes variaciones en la geometría de la tobera, con el cual obtuvieron la Ecuación 2.46 para la constante C . Sin embargo, esta expresión no tiene en cuenta ni la conicidad, ni el radio de acuerdo del orificio. Por lo tanto, esta expresión da buenos resultados cuando se usan geometrías similares a las empleadas por Ranz [118] pero no cuando la geometría cambia sustancialmente.

$$C = 3 + \frac{1}{3,6} \frac{L}{D_o} \quad (2.46)$$

Hiroyasu y Arai [132] evaluaron el efecto de variaciones en el tamaño del saco (D_s) en el ángulo de apertura, obteniendo la Ecuación 2.47. Naber y Siebers [134] realizaron una recopilación de las correlaciones propuestas para el ángulo de apertura y observaron que el exponente del cociente de densidades variaba entre 0,2 y 0,5, aunque ellos propusieron un valor de 0,19. En todos estos estudios la presión de inyección ha mostrado tener un efecto despreciable.

$$\theta = 83,5 \left(\frac{L}{D_o}\right)^{0,022} \left(\frac{D_o}{D_s}\right)^{0,15} \left(\frac{\rho_a}{\rho_f}\right)^{0,26} \quad (2.47)$$

Kampmann et al. [140] estudiaron el efecto de la hidroerosión del orificio de entrada y demostraron que a mayores valores de hidroerosión se obtienen menores ángulos de apertura. Además, al reducir los niveles de hidroerosión observaron una mayor dispersión estadística de las medidas.

En términos generales, los estudios llevados a cabo están de acuerdo en identificar los principales parámetros que afectan al ángulo de apertura: cociente de densidades, geometría de la tobera y el fenómeno de cavitación. La presión de inyección tiene un efecto pequeño, pero no se puede obtener una regla general, debido probablemente, a que el efecto es el resultado de muchos otros parámetros combinados, tales como el tipo de asiento de la aguja, el radio de acuerdo, etc. Además, como se ha comentado en la Sección §2.3.4 la presencia de la cavitación afecta fuertemente al ángulo de apertura, aumentándolo al aparecer la cavitación [50]. La cuantificación de estos efectos es aún un problema abierto, debido a la complejidad del sistema, así como a la metodología usada para procesar las imágenes. La propia definición del ángulo de apertura presenta problemas, Naber y Sievers [134] basan su definición en el cálculo del área del chorro, mientras que Payri et al. [14] basan la suya en el ajuste de dos líneas en la frontera del chorro. Incluso la forma de realizar el ajuste puede presentar controversia (i.e. si las líneas deben cruzarse en el orificio de salida o no). Por lo tanto, el valor del ángulo de apertura no puede ser comparado entre diferentes autores de forma adecuada.

Longitud líquida

En condiciones evaporativas, el combustible líquido inyectado se va evaporando progresivamente debido a su contacto con el gas caliente de la cámara de combustión. Como consecuencia, la fase líquida alcanza un valor de penetración cuasi-estacionario como se muestra en la Figura 2.22. Definiéndose la penetración de la fase líquida o longitud líquida (LL) como la distancia que tiene penetrar el combustible hasta que está completamente evaporado.

La longitud líquida es un parámetro habitual para caracterizar el rendimiento del proceso de mezcla en chorros diésel [135, 141]. Los parámetros significativos para estudiar la dependencia de la longitud líquida son la temperatura ambiente, la densidad ambiente, la presión de inyección, el orificio de salida y el tipo de combustible [59, 135, 141]. Su dependencia con estos parámetros ha sido descrita por varios autores [142, 143] mediante correlaciones empíricas. También, ha sido estudiada mediante análisis dimensional. En la Ecuación 2.48 se muestra la correlación obtenida por Pastor et al. [144] para chorros inertes que fue posteriormente ampliada para considerar chorros reactivos [145], donde K_p es una constante que depende de las condiciones del ambiente y C_{mv} es un coeficiente que depende de las propiedades del combus-

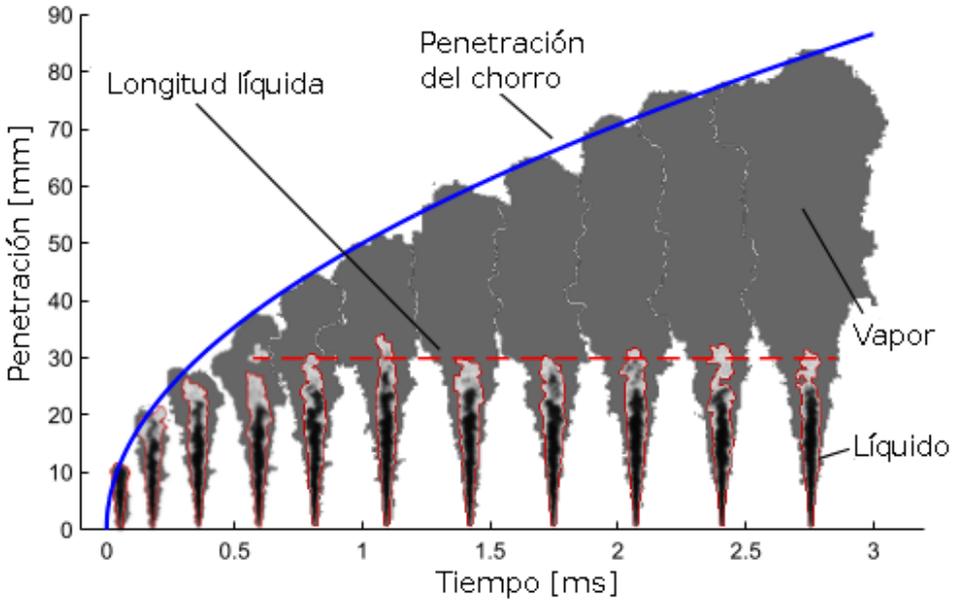


Figura 2.22: Fases líquidas y evaporativas del chorro diésel en condiciones evaporativas no reactivas [59].

tible y de las condiciones de presión y temperatura del gas ambiente.

$$LL = K_p \frac{C_a D_o}{C_{mv} \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.48)$$

2.4.4. Características microscópicas del chorro diésel

El objetivo de la caracterización microscópica es entender los procesos que ocurren en el interior del chorro y proporcionar los elementos para la validación de modelos de chorro y simulaciones CFD. Sin embargo, las condiciones de operación normal de la inyección diésel (alta temperatura, presión de inyección, tiempos característicos, etc.) resulta en que la toma de estas medidas sea un desafío científico/tecnológico constante. Por ello, las técnicas necesarias son más complejas que las usadas en la caracterización macroscópica.

Tamaño de las gotas

La medida del tamaño de las gotas es importante para entender el proceso de atomización, así como el de transferencia de momento gota-aire (una vez

combinada con la velocidad de la gota). Esta medida conlleva una serie de dificultades: el tamaño de las gotas abarca un gran rango de diámetros; el proceso de evaporación (ocurre también a temperatura ambiente) reduce el tamaño de las gotas durante su recorrido en la cámara de combustión. Por ello, el tamaño de las gotas se trata mediante una aproximación estadística; representando las medidas experimentales mediante un histograma; y calculando la función de densidad de probabilidad. Sin embargo, esta caracterización requiere de muchas hipótesis y análisis complejos. Además, el análisis de la función de densidad no suele aportar información crucial, excepto la no uniformidad del chorro.

Un método normalmente empleado para describir la calidad de la atomización consiste en definir un diámetro característico. Este parámetro puede ser definido de diversas maneras, dependiendo del autor. Por ello, Mugele y Evans [146] clasificaron estas definiciones y propusieron la notación usada actualmente, mostrada en la Tabla 2.7.

Notación	Significado físico	Expresión
D_{10}	Diámetro medio	$\frac{\sum_i N_i D_i}{\sum_i N_i}$
D_{20}	Superficie media	$\left(\frac{\sum_i N_i D_i^2}{\sum_i N_i} \right)^{\frac{1}{2}}$
D_{30}	Volumen medio	$\left(\frac{\sum_i N_i D_i^3}{\sum_i N_i} \right)^{\frac{1}{3}}$
D_{32}	Cociente Volumen superficie	$\frac{\sum_i N_i D_i^3}{\sum_i N_i D_i^2}$
D_{ab}	Diametro generalizado	$\left(\frac{\sum_i N_i D_i^a}{\sum_i N_i D_i^b} \right)^{\frac{1}{a-b}}$

Tabla 2.7: Definición de diámetros medios de gotas.

Entre las definiciones mostradas en la Tabla 2.7, la más usada en estudios de chorro diésel es D_{32} , también llamada diámetro medio de Sauter (SMD). Diversos estudios han correlacionado el SMD con las condiciones de inyección [147, 148]. Por ejemplo, la correlación propuesta por Hiroyasu et al. [147], mostrada en la Ecuación 2.49, es una de las primeras que se puede encontrar

en la literatura.

$$SMD = 0,38\Delta p^{-0,135} \rho_a^{0,121} \dot{m}_f^{0,131} \quad (2.49)$$

No obstante, hay que tener mucha precaución con estas correlación debido en parte a los pocos datos experimentales usados para su obtención, siendo arriesgado extender una correlación a otros tipos de tobera, diámetros o combustibles. Por tanto, deben ser usadas solamente como punto de partida para realizar un buen ajuste de los datos experimentales y como orientación cualitativa [149].

Distribución de velocidad

La caracterización del perfil de velocidad de los chorros diésel permite evaluar el proceso de mezcla aire-combustible. Por esta razón, muchos autores se han interesado en este parámetro. La mayoría de ellos han basado sus estudios en la similitud entre el chorro diésel y el chorro gaseoso, siguiendo la idea de Adley y Lyn [150], la cual se ha mostrado como precisa para describir el comportamiento del chorro estacionario cuando se encuentra lejos del orificio (en la región diluida del chorro) [151]. Sin embargo, también hay diferencias substanciales entre el chorro diésel y el chorro gaseoso, por ejemplo, en el chorro gaseoso, el ángulo de apertura es constante y depende únicamente de las propiedades de los fluidos involucrados en el proceso, mientras que en el chorro diésel, la geometría del orificio, la existencia o no de cavitación y la densidad del gas de la cámara tienen un efecto significativo.

Los perfiles de velocidad radial pueden convertirse en perfiles de concentración [152] por medio del número de Schmidt (Ecuación 2.50), definido como la relación entre la difusión viscosa y la másica, siendo D la difusividad másica del combustible. Estos modelos caracterizan el perfil de concentración y velocidad en dos zonas diferenciadas: primero, una zona donde la velocidad y la concentración permanecen constantes; hasta cierta distancia llamada longitud intacta; a partir de la cual decaen proporcionalmente a $1/x$

$$Sc = \frac{\mu}{\rho D} \quad (2.50)$$

Este efecto se puede apreciar en la Figura 2.23, donde se ha representado esquemáticamente la evolución de la concentración y la velocidad del chorro diésel. Aunque en la Figura 2.23 sólo se muestra una curva, el decaimiento de la concentración y la velocidad del chorro en general no tienen porque ser el mismo.

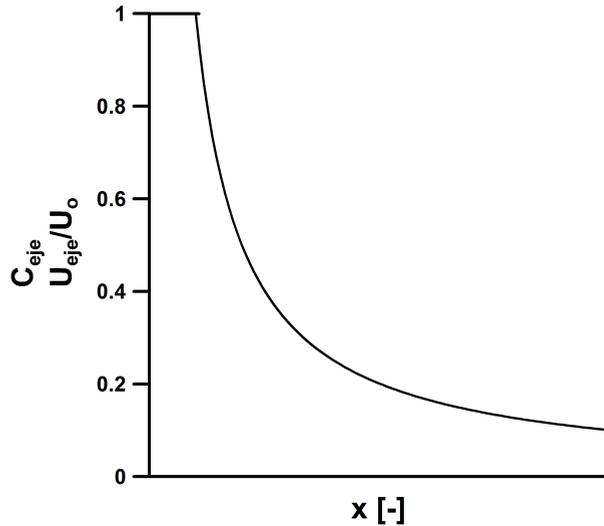


Figura 2.23: Evolución de la concentración y la velocidad del chorro diésel a lo largo de su eje [69].

2.4.5. Estudios computacionales del chorro diésel

Al considerar el estudio computacional del chorro diésel, la primera peculiaridad es la existencia de varios fluidos que han de ser simulados (de igual forma que ocurría para el flujo interno en presencia de cavitación). Por un lado, el gas presente en la cámara de combustión y por otro, el combustible líquido inyectado (en caso de producirse supercavitación, también se inyecta en forma de vapor), el cual, si la temperatura es lo suficientemente alta se irá evaporando gradualmente.

Para abordar este estudio, diferentes perspectivas han sido consideradas en la literatura, pudiendo agruparse en dos grandes grupos dependiendo de como es tratada la fase líquida [153]: modelos Euleriano-Euleriano y modelos Euleriano-Lagrangiano.

Modelos Euleriano-Euleriano

En estos modelos se resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes para cada uno de los fluidos. El gas es considerado la fase principal, mientras que la fase líquida se considera como fase secundaria (o dispersa). Los fluidos se caracterizan mediante sus fracciones volumétricas, por tanto, su suma debe de ser la unidad. Debido a las interacciones entre los distintos fluidos/fases hay

que tener en cuenta en las ecuaciones de Navier-Stokes los intercambio de masa, momento y energía de cada fase en las interfaces [154].

Como se ha mencionado anteriormente, Alajbegovic et al. [96] extendieron su modelo de dos fluidos para incluir una tercera fase, pudiendo así simular el chorro. En este estudio, utilizaron el modelo para el estudio de inyectores GDI.

Battistoni et al. [155, 156] usaron el modelo desarrollado por Alajbegovic et al. para estudiar los efectos debidos a las propiedades del combustible, pero limitando el uso del modelo Euleriano-Euleriano al flujo interno, mientras que para el chorro diésel usaban un modelo Euleriano-Lagrangiano. Esta metodología de usar un modelo Euleriano-Euleriano para el flujo interno, pero no para el chorro diésel se puede encontrar también en el estudio de Masuda et al. [157].

Iyer y Abraham [158] presentaron un modelo completamente Euleriano para el chorro diésel y realizaron una comparación con datos experimentales en un gran rango de condiciones de inyección. Según los autores, se obtienen buenos resultados con el modelo, entendiéndose por ello un error menor del 30 %.

Martí [6] desarrolló un modelo simplificado para el estudio simultáneo (sin considerar cambios de fase) del flujo interno y el chorro diésel, siguiendo la filosofía del modelo $\Sigma - \Upsilon$ [159].

La simulación del chorro en la zona dispersa es computacionalmente muy costosa mediante modelos del tipo Euleriano-Euleriano. Sin embargo, algunos autores [160-162] lo han realizado mediante el método de momentos (*MOM*) o método de cuadratura de momentos (*QMOM*). No obstante, estos métodos tratan el chorro inicialmente como un modelo Euleriano-Euleriano, para convertirlo posteriormente en Euleriano-Lagrangiano [163].

Mención especial requieren los modelos *DNS* (*Direct Numerical Simulation*), donde se resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes sin usar modelos para simplificar el efecto de la turbulencia. Estos modelos son actualmente inabordables desde el punto de vista computacional en condiciones reales de inyección. Por ello, se han llevado a cabo estudios simplificados [164-171], todos centrándose en los primeros milímetros del chorro, para considerar únicamente la atomización primaria, además del uso de bajas velocidades de inyección. Por ejemplo, Shinjo y Umemura [165, 166] utilizaron tres velocidades (30 m/s, 50 m/s y 100 m/s), aún con estas simplificaciones, para tratar el problema de 100 m/s necesitaron 5760 procesadores en el supercomputador JSS de la agencia japonesa de exploración aeroespacial. Otro método para simplificar el problema es el seguido por Menard et al. [164] donde una tensión superficial casi

tres veces superior a la real en el gasóleo estándar fue usada con el objetivo de reducir el número de Weber. A su vez, algunos autores [167-171] han usado, conjuntamente a las simplificaciones expuestas, la técnica de *AMR* (*Adaptive mesh refinement*) para reducir ligeramente el coste computacional. Aun con todas las simplificaciones, el estudio de los chorros es altamente complejo, por lo que algunos autores como Tomar et al. [168] han usado también una descripción lagrangiana para las gotas más pequeñas.

Modelos Euleriano-Lagrangiano

Estos modelos son los usados clásicamente debido a su buena eficiencia y su buena adecuación para incluir todos los procesos típicos en la cámara de combustión (evaporación, combustión, emisiones, transmisión de calor, etc.). En estos métodos la fase gaseosa se resuelve mediante una descripción Euleriana, usando las ecuaciones de Navier-Stokes, mientras que la fase líquida se resuelve mediante una descripción lagrangiana, donde el líquido es discretizado en gotas o conjuntos de gotas que permiten estimar sus propiedades (radio, velocidad, temperatura, etc.).

Estos modelos fueron inicialmente desarrollados por Williams [172] para tratar chorros dispersos, debido a ello se suele considerar que esta aproximación es sólo válida si la concentración volumétrica no supera cierto valor definido por el usuario (usualmente 0,1). No obstante, Subramaniam [163] mostró que esta hipótesis no es necesaria teóricamente para desarrollar el modelo, como tampoco numéricamente para su estabilidad. Por lo tanto, no hay problema en usar estos modelos en chorros densos, como el caso del chorro diésel que inicialmente presenta una vena líquida. De todas formas, aunque de forma general no sea un requerimiento de estos modelos, sí que pueden existir modelos y submodelos de arrastre, evaporación, etc. que lo requieran debido a las correlaciones empíricas en las que se basan.

Existen dos formas de tratar las gotas (*CDM* y *DDM*). Al considerar todas las gotas de forma individual estaríamos hablando de modelos de gotas continuos o *CDM* (*Continuum Droplets Model*). Otra posibilidad, es el tratamiento estadístico de las gotas o *DDM* (*Discrete Droplets Model*, el cual fue originalmente propuesto por Dukowicz [173] y tiene la ventaja de ahorrar coste computacional al usar conjuntos de gotas (*Parcels*) con las mismas propiedades (tamaño, velocidad, etc.). El tamaño de la malla es un aspecto importante en este tipo de simulaciones, un tamaño de celda grande puede producir difusión numérica, perjudicando el estudio del chorro. Pero, al mismo tiempo, el uso de tamaños de celda pequeños puede perjudicar la solución

y/o estabilidad si alguno de los modelos usados requiere concentraciones volumétricas pequeñas [174]. Para el caso del chorro gaseoso turbulento, Abraham [175] mostró que al menos son necesarias dos celdas que cubran el orificio de salida para modelarlo correctamente.

Este tipo de modelos no presenta sólo dependencia con el tamaño de la malla utilizada, sino también con su orientación. Un mal posicionamiento del inyector afecta al resultado, por ejemplo, si el orificio de salida coincide con un nodo de la malla, el chorro es dividido en cuatro celdas [163].

Modelos de atomización

Entre los efectos que hay que modelar en los modelos Euleriano-Lagrangiano, uno de los más importantes y, por tanto, que ha recibido más atención en la literatura, es la atomización. Existen diversos modelos de atomización, dependiendo de las características de la inyección, así como del mecanismo de atomización. Estos modelos se describen a continuación:

- Modelo de Kelvin-Helmholtz o modelo *wave*: Está basado en el análisis de la estabilidad de un chorro viscoso cilíndrico sometido a una perturbación infinitesimal. Fue descrito por Reitz [115]. La atomización primaria del chorro está relacionado con la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz, inducida por la velocidad relativa en la interfase. Entre las diferentes longitudes de onda, aquella con una mayor ritmo de crecimiento es considerada la responsable de la atomización.
- Modelo de Kelvin-Helmholtz ACT: Desarrollado por Som y Aggarwal [176], es una modificación del modelo anterior para incluir los efectos de la cavitación y de la turbulencia en la atomización primaria.
- Modelo de Rayleigh-Taylor: La inestabilidad de Rayleigh-Taylor se considera también responsable de la rotura de las gotas [177]. Las ondas inestables de Rayleigh-Taylor ocurren debido a la rápida desaceleración que sufren las gotas debida a la fuerza de arrastre.
- Modelo *TAB* (*Taylor Analogy Break-up model*): Desarrollado por O'Rourke y Amsden [178], es un método clásico para calcular la deformación y rotura de las gotas. Se basa en la analogía de Taylor entre una gota deformada oscilante y un oscilador armónico forzado.
- Modelo *LISA* (*Linearized Instability Sheet Atomization model*): Desarrollado por Senecal et al. [179], se compone de dos partes: un modelo

de atomización para chorros planos propuesto por Dombrowski y Johns [180] y de una metodología de inyección específica para atomizadores basados en la presión (*pressure-swirl atomizers*), consistente en la determinación de un número de Weber que caracteriza la frontera entre una zona dominada por ondas largas y otra dominada por ondas cortas.

- Modelo de Reitz y Diwakar: De acuerdo a este modelo, la rotura de las gotas debido a la interacción aerodinámica se produce por el régimen de atomización secundaria en forma de saco y por el régimen de arranque [181].
- Modelo de Pilch y Erdman: En este modelo la rotura de las gotas se calcula directamente mediante la correlación desarrollada por Pilch y Erdman [182]. Se distinguen los cinco casos de atomización secundaria presentado anteriormente.
- Modelo de Hsiang y Faeth: Desarrollado por Hsiang y Faeth [183], es un modelo válido para gotas con un número de Weber inferior a mil y cubre los tipos de atomización interesantes en los chorros diésel.
- Modelo de Chu: Desarrollado por Chu y Corradini [184], se basa en la inestabilidad de Rayleigh-Taylor. Utilizan una correlación exponencial para predecir el tamaño de las gotas.
- Modelo Kelvin-Helmholtz Rayleigh-Taylor: Descrito por Patterson y Reitz [185], consiste en un modelo compuesto simultáneamente por los modelos de Kelvin-Helmholtz y el de Rayleigh-Taylor. Ambos modelos trabajan simultáneamente, produciéndose la rotura de las gotas cuando es posible por alguno de los dos modelos.

Hossainpour y Binsesh [186] compararon cuatro de los modelos (Chu, Reitz y Diwakar, Kelvin-Helmholtz y Helvin-Helmholtz Rayleigh-Taylor) para un caso de prueba. Los resultados mostraban que los modelos de Chu y el de Reitz y Diwakar sobrepredecían la penetración del chorro. Además, como era esperable, el método de Kelvin-Helmholtz Rayleigh-Taylor predecía una desintegración más rápida de las gotas más grandes y una mayor velocidad de evaporación que el modelo de Kelvin-Helmholtz.

Som et al. [187] estudiaron el modelo Kelvin-Helmholtz Rayleigh-Taylor mediante el código de cálculo CONVERGE, obteniendo una sobrepredicción de la penetración, acentuándose para altas densidades del gas. También obtuvieron una subpredicción en la penetración inicial bastante importante al usar

una tasa de inyección medida mediante un tasímetro, mientras que al usar la obtenida mediante rayos-X no observaron este efecto.

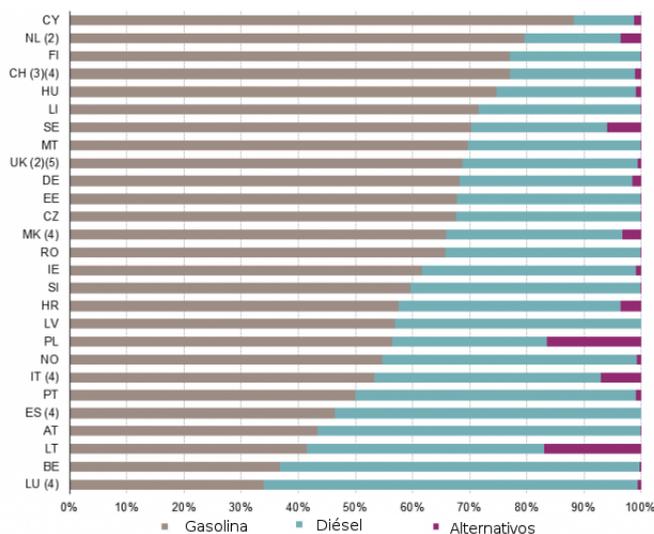
A lo largo de la presente tesis se usarán diversos de los modelos introducidos en esta sección, principalmente los modelos de Kelvin-Helmholtz y Rayleigh-Taylor, así como el modelo de Patterson y Reitz [185], donde ambos modelos intervienen de forma conjunta.

2.5. Gasóleo

El estudio de los motores diésel no se puede entender sin considerar las características del combustible usado, así como del contexto social y normativo que influyen en su desarrollo. Por ello, en esta sección se expone brevemente la situación actual, así como sus propiedades físico-químicas.

2.5.1. Contexto actual

Los motores diésel gozan actualmente de gran popularidad, como se puede comprobar en el informe de Eurostat [188], superando en algunos países (ver Figura 2.24) como Luxemburgo y España el 50 % del parque automovilístico.



(1) BG, DK, EL, FR, SK, IS, ME, RS y TR: Datos no disponibles

(2) Datos de 2011

(3) Valores estimados

(4) Datos de 2012

(5) Sólo Gran Bretaña

Figura 2.24: Automóviles registrados por tipo de motor en 2013 (Eurostat).

En concreto, en España se observa, en los datos recogidos por Eurostat (disponibles hasta el año 2012), un crecimiento continuado de los vehículos diésel (ver Figura 2.25), teniendo una mayor presencia en vehículos con gran cilindrada (> 1999 cc) y media cilindrada ($1400 - 1999$ cc) donde cuenta con alrededor de un 68 % de presencia. En el rango de baja cilindrada (< 1400 cc) tiene una presencia pequeña, rozando apenas el 13 %.

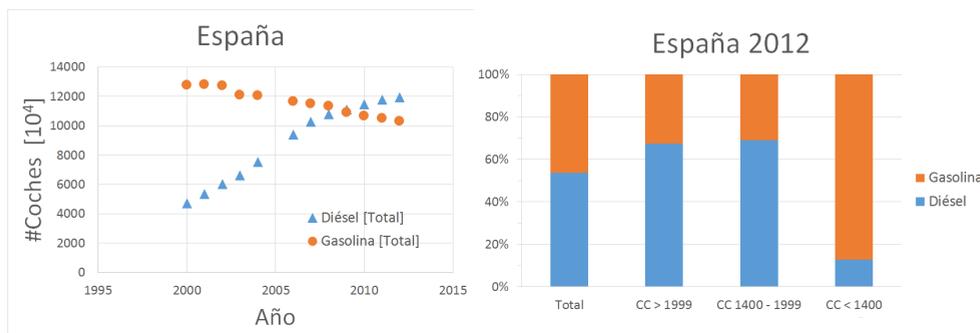


Figura 2.25: Características del parque automovilístico en España (Eurostat).

Un factor que está guiando la investigación actualmente es el de las emisiones contaminantes [189]. Las nuevas normativas cada vez más estrictas sobre los NO_x (causantes de irritación en el sistema respiratorio y ocular, así como partícipes en el fenómeno de lluvia ácida), los hidrocarburos sin quemar (HC, contribuye a la formación de smog y algunos como el benceno son conocidos cancerígenos), partículas atmosféricas (PM, relacionadas con enfermedades cardiovasculares y respiratorias), monóxido de carbono (CO, en bajas concentraciones empeora las enfermedades cardiovasculares preexistentes) y dióxido de carbono (CO_2 , principal gas de efecto invernadero de origen antropogénico).

Las emisiones de CO_2 en la Unión Europea vienen reguladas por el reglamento (CE) N^o 443/2009, donde se especifica un límite de 130 g/km para el 100 % de turismos nuevos de cada fabricante desde 2015, siendo el porcentaje en 2012 cuando se empieza a aplicar esta normativa de un 65 %. Esta normativa tiene como objetivo un límite de 95 g/km para el año 2020.

El resto de emisiones vienen reguladas por la normativa europea llamada EURO, siendo la actual la normativa EURO 6. En la Tabla 2.8 están resumidos los principales límites en g/km.

2.5.2. Propiedades físico-químicas del gasóleo

Anteriormente se ha mencionado que el gasóleo como fluido es incompresible pero las condiciones del flujo pueden originar que este sea compresible.

Normativa	Fecha	CO	NO _x	HC+NO _x	PM	PM
-	-	<i>g/km</i>	<i>[g/km]</i>	<i>[g/km]</i>	<i>[g/km]</i>	<i>[#/km]</i>
Euro 1	Julio 1992	2,72	-	0,97	0,14	-
Euro 2	Enero 1996	1,0	-	0,7	0,08	-
Euro 3	Enero 2000	0,64	0,50	0,56	0,05	-
Euro 4	Enero 2005	0,50	0,25	0,30	0,025	-
Euro 5	Septiembre 2009	0,5	0,180	0,230	0,005	-
Euro 6	Septiembre 2014	0,5	0,080	0,170	0,005	$6 \cdot 10^{11}$

Tabla 2.8: Normativa europea de emisiones para turismos diésel.

Diversos autores [25-29, 190-193] han abordado el estudio de las propiedades del gasóleo y su dependencia con la temperatura y la presión. Por ejemplo Rodriguez-Anton et al. [25] propusieron la siguiente dependencia de la densidad con la temperatura y la presión:

$$\rho(p[\text{MPa}], T[\text{C}]) = \frac{C_1 + C_2(T - 15) + C_3(T - 15)^2}{1 - C_4 \ln\left(\frac{C + p}{C + 0,1}\right)} \quad (2.51)$$

Siendo C_1 la densidad del gasóleo a 15 °C y 0.1 MPa; $C = C_5 e^{C_6(T-15)}$ y $C_{2,3,4,5,6}$ constantes que hay que ajustar para cada tipo de gasóleo.

Para la viscosidad dinámica Kouzel [190] propuso la siguiente dependencia exponencial:

$$\mu(p, T) = \mu_0(p_0, T) \exp\left[\frac{(p - p_0)}{10^4} \left(7,9718 + 37,27967\mu_0^{0,278}\right)\right] \quad (2.52)$$

Donde p_0 es la presión atmosférica. Otros parámetros que han sido de especial interés en las últimas décadas han sido la presión de vapor [25, 26], la velocidad del sonido [27, 29, 191, 192], el módulo de compresibilidad [27, 29, 191-193], etc.

Las valores límites para su comercialización en Europa vienen fijados por los estándares europeos (EN) 590 [194] (para el gasóleo) y 14214 [195] (para el FAME, el biodiésel más común actualmente), habiendo importantes diferencias entre ambos (ver Tabla 2.9), debido al diferente origen de cada uno.

En el caso del gasóleo se impone un límite máximo de un 7% en volumen de cantidad de ésteres metílicos de ácidos grasos (FAME), pero no sólo no se

Propiedad	Unidades	Límites			
		Gasóleo		FAME	
		Mín.	Máx.	Mín	Máx
Contenido de FAME	% (V/V)	-	7	96,5	-
Número de cetano	-	51	-	51	-
Densidad a 15 °C	kg/m ³	820	845	860	900
Viscosidad cinemática a 40 °C	mm ² /s	2	4,5	3,5	5
Contenido en agua	mg/kg	-	200	-	500
Punto de inflamación	°C	55	-	101	-

Tabla 2.9: Propiedades gasóleo (EN 590:2014) [194] y FAME (EN 14214:2012) [195].

específica ningún límite para otros tipo de biocombustibles, sino que se explicita directamente que otros hidrocarburos como los derivados del aceite vegetal hidrotratado (HVO) o Biomass to Liquid (BTL) no han de cumplir el límite del 7%.

Referencias

- [1] Heywood, J. B. «Internal combustion engine fundamentals». *Mc Graw Hill, Inc.* (1998) (*cit. pág. 14*).
- [2] Payri, F. y J. M. Desantes. *Motores de combustion interna alternativos*. Editorial Reverte, 2011 (*cit. págs. 14, 15*).
- [3] Gimeno, J. «Desarrollo y aplicación de la medida de flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales, Universidad Politécnica de Valencia, 2008 (*cit. págs. 14, 20, 27, 34, 37*).
- [4] García-Oliver, J. M. «Aportaciones al estudio del proceso de combustión turbulenta de chorros en motores Diesel de inyección directa». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2004 (*cit. pág. 14*).
- [5] Johnson, J. E. y col. «Characteristics of 3000 bar Diesel Spray Injection under Non-Vaporizing and Vaporizing Conditions». *ICLASS 2012, 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. Vol. c. Figure 1. 2012, págs. 6-13 (*cit. pág. 15*).

- [6] Martí Gómez-Aldaraví, P. «Development of a computational model for a simultaneous simulation of internal flow and spray break-up of the Diesel injection process». Tesis doct. Valencia (Spain): Universitat Politècnica de València, 2014. DOI: 10.4995/Thesis/10251/43719 (*cit. págs. 15, 27, 62*).
- [7] Flaig, U., W. Polach y G. Ziegler. «Common Rail System System (CR-System) for Passenger Car DI Diesel Engines ; Experiences with Applications for Series Production Projects». *SAE Technical Paper 1999-01-0191*, 1999-01-0191 (1999). DOI: 10.4271/1999-01-0191 (*cit. pág. 17*).
- [8] Stumpp, G. y M. Ricco. «Common Rail - An attractive fuel injection system for passenger car DI Diesel engines». *SAE Paper 960870*, 412 (1996) (*cit. págs. 17, 19*).
- [9] Payri, R., H. Climent, F. J. Salvador y a. G. Favennec. «Diesel Injection System Modelling. Methodology and Application for a First-generation Common Rail System». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, vol. 218.1 (2004), págs. 81-91. DOI: 10.1243/095440704322829191 (*cit. pág. 17*).
- [10] Payri, R., B. Tormos, F. J. 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*, vol. 38.1 (2005), págs. 58-78 (*cit. pág. 17*).
- [11] Venegas, O. «Estudio del fenómeno de la cavitación en la inyección Diesel mediante la visualización del flujo interno en orificios transparentes.» Tesis doct. Valencia (Spain): Universitat Politècnica de València, 2014. DOI: 10.4995/Thesis/10251/37375 (*cit. págs. 18, 26, 32, 53*).
- [12] Mónico, L. «Contribución al estudio del ruido de combustión en conceptos avanzados de combustión Diesel.» Tesis doct. Valencia: Universidad Politècnica de Valencia, 2013 (*cit. pág. 19*).
- [13] Martínez-López, J. «Estudio computacional de la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno y el fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel». Tesis doct. Valencia: Universitat Politècnica de Valencia, 2013 (*cit. págs. 22-25, 36, 40, 41, 43*).

- [14] 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*, vol. 18.7 (2004), págs. 1222-1235. DOI: 10.1007/BF02983297 (*cit. págs. 22, 31, 57*).
- [15] Payri, R., J. M. García-Oliver, F. J. Salvador y J. Gimeno. «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics». *Fuel*, vol. 84.5 (2005), págs. 551-561. DOI: 10.1016/j.fuel.2004.10.009 (*cit. págs. 22, 30, 38*).
- [16] Bermudez, V., R. Payri, F. J. Salvador y A. H. Plazas. «Study of the influence of nozzle seat type on injection rate and spray behavior». *ImechE. Journal of automobile engineering*, vol. 219.5 (2005), págs. 677-689. DOI: 10.1243/095440705X28303 (*cit. págs. 22, 23*).
- [17] Sou, A., M. I. Maulana y K. Isozaki. «Effects of Nozzle Geometry on Cavitation in Nozzles of Pressure Atomizers». *Journal of Fluid Science and Technology*, vol. 3.5 (2008), págs. 622-632. DOI: 10.1299/jfst.3.622 (*cit. pág. 22*).
- [18] Som, S., A. I. Ramirez, D. E. Longman y S. K. Aggarwal. «Effect of nozzle orifice geometry on spray, combustion, and emission characteristics under diesel engine conditions». *Fuel*, vol. 90.3 (2011), págs. 1267-1276. DOI: 10.1016/j.fuel.2010.10.048 (*cit. pág. 22*).
- [19] Salvador, F. J., M. Carreres, D. Jaramillo y J. Martínez-López. «Comparison of microsac and VCO diesel injector nozzles in terms of internal nozzle flow characteristics». *Energy Conversion and Management*, vol. 103 (2015), págs. 284-299. DOI: 10.1016/j.enconman.2015.05.062 (*cit. págs. 24, 40*).
- [20] Salvador, F. J., J. Martínez-López, M. Caballer y C. De Alfonso. «Study of the influence of the needle lift on the internal flow and cavitation phenomenon in diesel injector nozzles by CFD using RANS methods». *Energy Conversion and Management*, vol. 66 (2013), págs. 246-256. DOI: 10.1016/j.enconman.2012.10.011 (*cit. págs. 24, 40*).
- [21] 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) (*cit. pág. 24*).

- [22] Colebrook, C. F. «Turbulent flows in pipes, with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipe laws» () (*cit. págs. 26-28*).
- [23] De la Garza, O. «Estudio de los efectos de la cavitación en toberas de inyección Diesel sobre el proceso de inyección y el de formación de hollín». Tesis doct. Universidad Politécnica de Valencia, 2012 (*cit. págs. 26, 27*).
- [24] Salvador, F. J., A. H. Plazas, J. Gimeno y M. Carreres. «Complete modelling of a piezo actuator last-generation injector for diesel injection systems». *International Journal of Engine Research* (2012). DOI: 10.1177/1468087412455373 (*cit. págs. 26, 27*).
- [25] Rodríguez-Antón, L. M., J. Casanova-Kindelan y G. Tardajos. «High Pressure Physical Properties of Fluids used in Diesel injection systems». *SAE Paper 2000-01-2046*, vol. 2000-01-20 (2000). DOI: 10.4271/2000-01-2046 (*cit. págs. 29, 68*).
- [26] Lemmon, E. W. y M. L. Huber. «Thermodynamic Properties of n - Dodecane». Vol. 24.4 (2004), págs. 960-967 (*cit. págs. 29, 68*).
- [27] Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y G. Bracho. «The effect of temperature and pressure on thermodynamic properties of diesel and biodiesel fuels.» *Fuel*, vol. doi:10.101.3 (2010), págs. 1-9. DOI: 10.1016/j.fuel.2010.11.015 (*cit. págs. 29, 68*).
- [28] Chorażewski, M. y col. «Thermophysical properties of Normafluid (ISO 4113) over wide pressure and temperature ranges». *Fuel*, vol. 105 (2013), págs. 440-450. DOI: 10.1016/j.fuel.2012.05.059 (*cit. págs. 29, 68*).
- [29] Desantes, J., F. Salvador, M. Carreres y D. Jaramillo. «Experimental Characterization of the Thermodynamic Properties of Diesel Fuels Over a Wide Range of Pressures and Temperatures». *SAE International Journal of Fuels and Lubricants*, vol. 8.1 (2015), págs. 2015-01-0951. DOI: 10.4271/2015-01-0951 (*cit. págs. 29, 68*).
- [30] Arcoumanis, C., M. Gavaises, J. M. Nouri y E. Abdul-Wahab. «Analysis of the flow in the nozzle of a vertical multi-hole Diesel engine injector». *SAE Paper 980811* (1998) (*cit. págs. 29, 40*).
- [31] Salvador, F. J. *Influencia de la cavitación sobre el desarrollo del chorro Diesel*. Reverté, 2007 (*cit. págs. 29, 35*).

- [32] Catania, A. E., A. Ferrari y E. Spessa. «Temperature variations in the simulation of high-pressure injection-system transient flows under cavitation». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51 (2008), págs. 2090-2107. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.11.032 (*cit. pág. 29*).
- [33] Peng Kärholm, F. «Numerical modelling of diesel spray injection, turbulence interaction and combustion». Tesis doct. Chalmers University of Technology, 2008, págs. 1-110 (*cit. pág. 29*).
- [34] Salvador, F. J., S. Hoyas, R. Novella y J. Martinez-Lopez. «Numerical simulation and extended validation of two-phase compressible flow in diesel injector nozzles». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, vol. 225.4 (2011), págs. 545-563. DOI: 10.1177/09544070JAUTO1569 (*cit. pág. 29*).
- [35] Bicer, B., A. Tanaka, T. Fukuda y A. Sou. «Numerical simulation of cavitation phenomena in diesel injector nozzles». *16 th Annual Conf. ILASS-ASIA, Nagasaki-JAPAN*. 2013, págs. 58-65 (*cit. pág. 29*).
- [36] Schmidt, D. P. y M. L. Corradini. «The internal flow of Diesel fuel injector nozzles: a review». *Int J Engine Research. JER 00201 ImechE*, vol. 2.6 (2001), págs. 1-22. DOI: 10.1243/1468087011545316 (*cit. pág. 30*).
- [37] Payri, F., V. Bermúdez, R. Payri y F. J. Salvador. «The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles». *Fuel*, vol. 83.4-5 (2004), págs. 419-431. DOI: 10.1016/j.fuel.2003.09.010 (*cit. pág. 30*).
- [38] Kastengren, A. L. y col. «Engine Combustion Network (ECN): Measurements of Nozzle Geometry and Hydraulic Behavior». *Atomization and Sprays*, vol. 22.12 (2012), págs. 1011-1052. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2013006309 (*cit. págs. 30, 41*).
- [39] Andreassi, L., S. Ubertini y L. Allocca. «Experimental and numerical analysis of high pressure diesel spray-wall interaction». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 33.7 (2007), págs. 742-765. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2007.01.003 (*cit. pág. 30*).
- [40] Argueyrolles, B. y col. «Influence of injector nozzle design and cavitation on coking phenomenon» (2007), págs. 1405-1415 (*cit. págs. 30, 39*).

- [41] Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y G. Bracho. «A new methodology for correcting the signal cumulative phenomenon on injection rate measurements». *Experimental Techniques*, vol. 32, February (2008), págs. 46-49. DOI: 10.1111/j.1747-1567.2007.00188.x (*cit. pág. 30*).
- [42] Payri, R., J. Gimeno, J. P. Viera y A. H. Plazas. «Effect of Partial Needle Lift on the Hydraulic and Evaporative Performance Characteristics of a Common rail Diesel Fuel Injector». *THIESEL 2012 Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*. 2012, págs. 1-19 (*cit. pág. 30*).
- [43] Ji, C. y S. Wang. «Strategies for improving the idle performance of a spark-ignited gasoline engine». *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 37.4 (2012), págs. 3938-3944. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2011.04.013 (*cit. pág. 30*).
- [44] Dahlander, P., D. Iemmolo y Y. Tong. «Measurements of Time-Resolved Mass Injection Rates for a Multi-Hole and an Outward Opening Piezo GDI Injector». *SAE Technical Paper 2015-01-0929* (2015). DOI: 10.4271/2015-01-0929.Copyright (*cit. pág. 30*).
- [45] Hall, G. W. «Analytical determination of the discharge characteristics of cylindrical-tube orifices». *Journal of Mechanical Engineering Science*, vol. 5 (1963), pág. 91 (*cit. págs. 31, 33*).
- [46] Lichtarowicz, A. K., R. K. Duggins y E. Markland. «Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices». *J. Mech. Engng Sci.* Vol. 7.2 (1965) (*cit. págs. 31, 33*).
- [47] Kent, J. C. y G. M. Brown. «Nozzle exit flow, characteristics for squared-edged and rounded inlet geometries». *Combust. Sci. Technol.* Vol. 30 (1983), págs. 121-132 (*cit. pág. 31*).
- [48] Fox, T. A. y J. Stark. «Discharge coefficients for miniature fuel injectors». *Proc. Inst. Mech Engrs*, vol. 203 (1989), págs. 75-78 (*cit. pág. 31*).
- [49] 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). DOI: 10.4271/950080 (*cit. págs. 31, 35, 37*).
- [50] Salvador, F. J. «Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección Diesel sobre las características del flujo interno y del chorro». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2003 (*cit. págs. 31, 33, 37, 39, 42, 57*).

- [51] Nakayama, Y. «Action of the Fluid in the Air Micrometer: First Report, Characteristics of Small Diameter Nozzle and Orifice». *Bull. Jpn. Soc. Mech. Eng.* Vol. 4.15 (1961), págs. 516-524 (*cit. pág. 33*).
- [52] Asihmin, V. I., Z. I. Geller y Y. A. Skobel'cyn. «Discharge of a real fluid from cylindrical orifices». *Oil Industry*, vol. 9 (1961), págs. 135-172 (*cit. pág. 33*).
- [53] Arcoumanis, C., M. Gavaises y B. French. «Effect of fuel injection processes on the structure of Diesel sprays». *SAE Paper 970799* (1997) (*cit. págs. 33, 51, 52*).
- [54] Imagine, S. A. «Lab AmeSIM v.8 user manual» (2010) (*cit. pág. 33*).
- [55] 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*, vol. 2003-01-07 (2003). DOI: 10.4271/2003-01-0703 (*cit. pág. 32*).
- [56] Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y G. Bracho. «Understanding Diesel Injection Characteristics in Winter Conditions». *SAE Paper 2009-01-0836*, vol. 2009-01-08 (2009), pág. 14 (*cit. pág. 32*).
- [57] Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y A. García. «Flow regime effects over non-cavitating Diesel injection nozzles». *Journal of Automobile Engineering*, vol. 226 (2011), págs. 133-144 (*cit. pág. 32*).
- [58] López, J. J., F. J. Salvador, O. A. de la Garza y J. Arrègle. «A comprehensive study on the effect of cavitation on injection velocity in diesel nozzles». *Energy Conversion and Management*, vol. 64 (2012), págs. 415-423. DOI: 10.1016/j.enconman.2012.03.032 (*cit. pág. 32*).
- [59] Bardi, M. «Partial needle lift and injection rate shape effect on the formation and combustion of the Diesel spray». Tesis doct. Valencia (Spain): Universitat Politècnica de València, 2014. DOI: 10.4995/Thesis/10251/37374 (*cit. págs. 34, 57, 58*).
- [60] Bergwerk, W. «Flow pattern in Diesel nozzle spray holes». *Proc. Inst. Mech. Engrs*, vol. 173, n. 25 (1959) (*cit. págs. 35, 36*).
- [61] Nurick, W. H. «Orifice cavitation and its effects on spray mixing». *Journal of fluids engineering*, vol. 98 (1976), págs. 681-687 (*cit. págs. 35, 36*).
- [62] 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) (*cit. pág. 35*).

- [63] Roosen, P., O. Unruch y M. Behmann. «Investigation of cavitation phenomena inside fuel injector nozzles». *Rapid Prototyping/Laser Applications in the Automotive Industries* (1997), págs. 439-446 (*cit. pág. 35*).
- [64] Hiroyasu, H. «Spray breakup mechanism from the hole-type nozzle and its applications». *Atomization and Sprays*, vol. 10.3-5 (2000), págs. 511-527 (*cit. pág. 35*).
- [65] Sato, K. y Y. Saito. «Unstable Cavitation Behavior in a Circular-Cylindrical Orifice Flow.» *JSME International Journal Series B*, vol. 45.3 (2002), págs. 638-645. DOI: 10.1299/jsmeb.45.638 (*cit. pág. 35*).
- [66] Reid, B. A., G. K. Hargrave, C. P. Garner y G. Wigley. «An investigation of string cavitation in a true-scale fuel injector flow geometry at high pressure». *Physics of Fluids*, vol. 22 (2010) (*cit. pág. 35*).
- [67] Mitroglou, N., M. Gavaises, J. M. Nouri y C. Arcoumanis. «Cavitation Inside Enlarged and Real-Size Fully Transparent Injector Nozzles and Its Effect on Near Nozzle Spray Formation». *DIPSI Workshop 2011 on Droplet Impact Phenomena & Spray Investigation Bergamo, Italy*. (2011) (*cit. pág. 35*).
- [68] De Giorgi, M. G., A. Ficarella y M. Tarantino. «Evaluating cavitation regimes in an internal orifice at different temperatures using frequency analysis and visualization». *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 39 (2013), págs. 160-172 (*cit. pág. 35*).
- [69] De la Morena, J. «Estudio de la influencia de las características del flujo interno en toberas sobre el proceso de inyección Diesel en campo próximo». Tesis doct. Universidad Politécnica de Valencia, 2011 (*cit. págs. 35, 37, 61*).
- [70] 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 (*cit. pág. 35*).
- [71] 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) (*cit. pág. 35*).
- [72] 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*, vol. 49.4 (2006), págs. 1253-1259 (*cit. pág. 36*).

- [73] Takenaka, N., T. Kadowaki, Y. Kawabata, I. C. Lim y C. M. Sim. «Visualization of cavitation phenomena in a Diesel engine fuel injection nozzle by neutron radiography». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 542.1-3 (2005), págs. 129-133. DOI: 10.1016/j.nima.2005.01.089 (*cit. pág. 36*).
- [74] Duke, D. y col. «X-ray Imaging of Cavitation in Diesel Injectors». *SAE Technical Paper 2014-01-1404* (2014). DOI: 10.4271/2014-01-1404 (*cit. pág. 36*).
- [75] Spikes, R. H. y G. A. Pennington. «Discharge coefficient of small submerged orifices». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 173.1 (1959), págs. 661-674 (*cit. pág. 36*).
- [76] Von Mises, R. «Berechnung von ausfluss und uberfallzahlen». *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*, vol. 61 (1917) (*cit. pág. 37*).
- [77] Randall, L. N. «Rocket Applications of the Cavitating Venturi». *Journal of the American Rocket Society*, vol. 22.1 (1952), págs. 28-38. DOI: 10.2514/8.4412 (*cit. pág. 37*).
- [78] Schmidt, D. P., T.-F. Su, K. H. Goney, P. V. Farrell y M. L. Corradini. «Detection of cavitation in fuel injector nozzles». In *8th ISTP Conference, San Francisco, California* (1995) (*cit. págs. 38, 39*).
- [79] Knox-kelecy, A. L. y P. V. Farrell. «Internal Flow in a Scale Model of a Diesel Fuel Injector Nozzle» (1992) (*cit. pág. 38*).
- [80] Winklhofer, E., E. Kull, E. Kelz y A. Morozov. «Comprehensive hydraulic and flow field documentation in model throttle experiments under cavitation conditions». *ILASS-Europe 2001, Zurich*. 2001 (*cit. págs. 38, 43*).
- [81] He, L. y F. Ruiz. «Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization». *Atomization and Sprays*, vol. 5 (1995), págs. 569-584 (*cit. pág. 38*).
- [82] Asi, O. «Failure of a diesel engine injector nozzle by cavitation damage». *Engineering Failure Analysis*, vol. 13 (2006), págs. 1126-1133. DOI: 10.1016/j.engfailanal.2005.07.021 (*cit. págs. 38, 39*).
- [83] Tang, J. y col. «Coking Phenomena in Nozzle Orifices of DI-Diesel Engines». *SAE International Journal of Fuels and Lubricants*, vol. 2.1 (2009), págs. 2009-01-0837. DOI: 10.4271/2009-01-0837 (*cit. pág. 39*).

- [84] Sou, A., S. Hosokawa, A. Tomiyama y T. Akio. «Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50.17-18 (2007), págs. 3575-3582. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.12.033 (*cit. pág. 39*).
- [85] Andriotis, A. y M. Gavaises. «Influence of vortex flow and cavitation on near-nozzle diesel spray dispersion angle». *Atomization and Sprays*, vol. 19.3 (2009), págs. 247-261 (*cit. pág. 39*).
- [86] Schmidt, D. P., C. J. Rutland y M. L. Corradini. «A fully compressible two-dimensional model of high speed cavitating nozzles». *Atomization and Sprays*, vol. 9 (1999), págs. 255-276 (*cit. págs. 40, 43*).
- [87] He, Z., W. Zhong, Q. Wang, Z. Jiang y Z. Shao. «Effect of nozzle geometrical and dynamic factors on cavitating and turbulent flow in a diesel multi-hole injector nozzle». *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 70 (2013), págs. 132-143. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2013.03.008 (*cit. pág. 40*).
- [88] Salvador, F. J., M. Carreres, D. Jaramillo y J. Martínez-lópez. «Analysis of the combined effect of hydrogrinding process and inclination angle on hydraulic performance of diesel injection nozzles». *Energy Conversion and Management*, vol. 105 (2015), págs. 1352-1365. DOI: 10.1016/j.enconman.2015.08.035 (*cit. pág. 40*).
- [89] Som, S., S. K. Aggarwal, E. M. El-Hannouny y D. E. Longman. «Investigation of nozzle flow and cavitation characteristics in a diesel injector». *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 132. April (2010), pág. 42802. DOI: 10.1115/1.3203146 (*cit. pág. 40*).
- [90] Mulemane, A., J.-S. Han, P.-H. Lu, S.-J. Yoon y M.-C. Lai. «Modeling Dynamic Behavior of Diesel Fuel Injection Systems». 2004. DOI: 10.4271/2004-01-0536 (*cit. pág. 40*).
- [91] Margot, X., S. Hoyas, P. Fajardo y S. Patouna. «A moving mesh generation strategy for solving an injector internal flow problem». *Mathematical and Computer Modelling*, vol. 52.7-8 (2010), págs. 1143-1150. DOI: 10.1016/j.mcm.2010.03.018 (*cit. págs. 40, 41*).
- [92] He, Z., W. Zhong, Q. Wang, Z. Jiang y Y. Fu. «An investigation of transient nature of the cavitating flow in injector nozzles». *Applied Thermal Engineering*, vol. 54.1 (2013), págs. 56-64. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2013.01.024 (*cit. págs. 40, 41*).
- [93] Xue, Q. y col. «Three-dimensional Simulations of the Transient Internal Flow in a Diesel Injector: Effects of Needle Movement». *ILASS Americas* (2013) (*cit. págs. 40, 41*).

- [94] Mulemane, A. y col. «Comparing Cavitation in Diesel Injectors Based on Different Modeling Approaches». *SAE International*, vol. 2004.724 (2004), págs. 101-116. DOI: 10.4271/2004-01-0027 (*cit. págs. 42, 43*).
- [95] Grogger, H. y A. Alajbegovic. «Calculation of the cavitating flow in venturi geometries using two fluid model». *Proceedings in FEDSM98-5295*. 1998 (*cit. pág. 42*).
- [96] Alajbegovic, A., G. Meister, D. Greif y B. Basara. «Three phase cavitating flows in high-pressure swirl injectors». *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 26 (2002), págs. 677-681. DOI: 10.1016/S0894-1777(02)00179-6 (*cit. págs. 42, 62*).
- [97] Lambert, L. «Modélisation des jets d'injection haute pression des moteurs Diesel et validation expérimentale». Tesis doct. Institut français du pétrole, 1996 (*cit. pág. 42*).
- [98] Kubota, A., H. Kato y H. Yamaguchi. «A new modelling of cavitating flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 240.-1 (1992), pág. 59. DOI: 10.1017/S002211209200003X (*cit. pág. 42*).
- [99] Andriotis, A., M. Gavaises y C. Arcoumanis. «Vortex flow and cavitation in diesel injector nozzles». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 610.06 (2008), págs. 1127-1132. DOI: 10.1017/S0022112008002668 (*cit. pág. 42*).
- [100] Giannadakis, E. y col. «Evaluation of the predictive capability of diesel nozzle cavitation models». *SAE Paper 2007-01-0245*, vol. 2007.724 (2007), págs. 776-790. DOI: 10.4271/2007-01-0245 (*cit. pág. 42*).
- [101] Arcoumanis, C. y J. H. Whitelaw. «Is cavitation important in Diesel engine injectors?» *Thiesel 2000, Valencia. Editorial de la UPV*. 2000 (*cit. pág. 43*).
- [102] Walther, J. «Quantitative untersuchungen der innenströmung in kavitierenden Dieseleinspritzdüsen». Tesis doct. TU Darmstadt, 2002 (*cit. pág. 43*).
- [103] 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 (*cit. pág. 43*).
- [104] Arcoumanis, C., M. Badami, H. Flora y M. Gavaises. «Cavitation in real-size multi-hole Diesel injector nozzles». *SAE Paper 2000-01-1249* (2000) (*cit. pág. 43*).

- [105] Delannoy, Y. y J. L. Kueny. «Two phase flow approach in unsteady cavitation modelling». In *ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum, ASME FED*, vol. 98 (1990), págs. 153-158 (*cit. pág. 43*).
- [106] Wallis, G. B. «One-dimensional two-phase flow». *McGraw-Hill* (1969) (*cit. pág. 43*).
- [107] Dumont, N. «Modélisation de l'écoulement diphasique dans les injecteurs Diesel». Tesis doct. Institut National Polytechnique de Toulouse, 2002 (*cit. pág. 43*).
- [108] Kärrholm, F. P., H. Weller y N. Nordin. «Modelling injector flow including cavitation effects for diesel applications». *5th Joint ASME/JSME Fluids Engineering Conference* (2007), págs. 465-474. DOI: 10.1115/FEDSM2007-37518 (*cit. pág. 43*).
- [109] Neroorkar, K., B. Shields, R. O. Grover, Jr., A. Plazas Torres y D. Schmidt. «Application of the Homogeneous Relaxation Model to Simulating Cavitating Flow of a Diesel Fuel». 2012. DOI: 10.4271/2012-01-1269 (*cit. pág. 43*).
- [110] Schmidt, D., S. Gopalakrishnan y H. Jasak. «Multi-dimensional simulation of thermal non-equilibrium channel flow». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 36.4 (2010), págs. 284-292. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2009.11.012 (*cit. pág. 43*).
- [111] Bilicki, Z. y J. Kestin. «Physical Aspects of the Relaxation Model in Two-Phase Flow». *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 428.1875 (1990), págs. 379-397. DOI: 10.1098/rspa.1990.0040 (*cit. pág. 43*).
- [112] Battistoni, M., Q. Xue, S. Som y E. Pomraning. «Effect of Off-Axis Needle Motion on Internal Nozzle and Near Exit Flow in a Multi-Hole Diesel Injector». *SAE International Journal of Fuels and Lubricants*, vol. 7.1 (2014), págs. 2014-01-1426. DOI: 10.4271/2014-01-1426 (*cit. pág. 43*).
- [113] Reitz, R. D. y F. V. Bracco. «Mechanism of atomization of a liquid jet». *Physics of Fluids*, vol. 25.10 (1982), pág. 1730 (*cit. págs. 45, 48, 49*).
- [114] Reitz, R. D. y F. V. Bracco. «Mechanism of breakup of round liquid jets». *Encyclopedia of Fluids Mechanics, Gulf publishing*, vol. 3 (1994) (*cit. pág. 45*).
- [115] Reitz, R. D. «Atomization and other breakup regimes of a liquid jet». Tesis doct. Princeton University, 1978 (*cit. págs. 45, 50, 64*).

- [116] Grant, R. P. y S. Middleman. «Newtonian jet stability». *AIChE Journal*, vol. 12.4 (1966), págs. 669-678. DOI: 10.1002/aic.690120411 (*cit. págs. 46, 47*).
- [117] Lefebvre, A. H. *Atomization and Sprays*. CRC, 1989 (*cit. pág. 46*).
- [118] Ranz, W. E. «Some experiments on orifice sprays». *Can. J. Chem. Engng*, August (1958), pág. 175 (*cit. págs. 50, 56*).
- [119] Sterling, A. M. y C. A. Sleicher. «The instability of capillary jets». *J. Fluid Mech* (1975) (*cit. pág. 50*).
- [120] Miesse, C. C. «Correlation of experimental data on the disintegration of liquid jets». *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 47 (1955), págs. 1690-1695 (*cit. pág. 50*).
- [121] Guildenbecher, D. R., C. López-Rivera y P. E. Sojka. «Secondary atomization». *Experiments in Fluids*, vol. 46.3 (2009), págs. 371-402. DOI: 10.1007/s00348-008-0593-2 (*cit. pág. 50*).
- [122] Wierzba, A. «Deformation and breakup of liquid drops in a gas stream at nearly critical Weber numbers». *Experiments in Fluids*, vol. 9.1-2 (1990), págs. 59-64. DOI: 10.1007/BF00575336 (*cit. págs. 50-52*).
- [123] Baumgarten, C. *Mixture Formation in Internal Combustion Engine*. 2006, pág. 294. DOI: 10.1007/3-540-30836-9 (*cit. pág. 51*).
- [124] Gosman, A. D. y E. Loannides. «Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fueled Combustors». *Journal of Energy*, vol. 7.6 (1983), págs. 482-490. DOI: 10.2514/3.62687 (*cit. pág. 52*).
- [125] Birouk, M. y I. Gökalp. «A new correlation for turbulent mass transfer from liquid droplets». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45.1 (2002), págs. 37-45. DOI: 10.1016/S0017-9310(01)00120-X (*cit. pág. 52*).
- [126] Chavez Cobo, M. d. J. «Modelado CFD Euleriano-Lagrangiano del chorro diesel y evaluación de su combinación con modelos fenomenológicos y unidimensionales». Tesis doct. Valencia (Spain): Universitat Politècnica de València, 2013. DOI: 10.4995/Thesis/10251/32954 (*cit. pág. 52*).
- [127] Ayoub, N. S. y R. D. Reitz. «Multidimensional Computation of Multi-component Spray Vaporization and Combustion». 1995. DOI: 10.4271/950285 (*cit. pág. 52*).
- [128] Liu, B., M. Jia y Z. Peng. «An investigation of multiple-injection strategy in a Diesel PCCI combustion engines». *SAE Paper 2004-01-1134* (2004) (*cit. pág. 53*).

- [129] Hay, P. y P. L. Jones. «Comparaison of the various correlations for spray penetration». *SAE Paper 720776* (1972) (*cit. pág. 54*).
- [130] Dent, J. C. «A basis for comparison of various experimental methods for studying spray penetration». *SAE Paper 710571* (1971) (*cit. pág. 54*).
- [131] Wakuri, Y. y col. «Studies of the penetration of a fuel spray in a Diesel Engine». *Bulletin of JSME*, vol. 3.9 (1960), págs. 123-130. DOI: 10.1299/kikai1938.25.820 (*cit. pág. 54*).
- [132] Hiroyasu, H. y M. Arai. «Structures of Fuel Sprays in Diesel Engines». *SAE Technical Paper 900475* (1990) (*cit. págs. 54, 56*).
- [133] Correas, D. «Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel isoterma». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 1998 (*cit. pág. 54*).
- [134] Naber, J. D. y D. L. Siebers. «Effect of gas density and vaporization on penetration and dispersion of Diesel sprays». *SAE Paper 960034*, vol. 105.412 (1996), págs. 82-111. DOI: 10.4271/960034 (*cit. págs. 54-57*).
- [135] Desantes, J. M., R. Payri, F. J. Salvador y V. Soare. «Study of the influence of geometrical and injection parameters on Diesel Sprays characteristics in isothermal conditions». *SAE Paper 2005-01-0913* (2005). DOI: 10.4271/2005-01-0913 (*cit. págs. 55, 57*).
- [136] 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*, vol. 19.11 (2005), págs. 2040-2052. DOI: 10.1007/BF02916497 (*cit. pág. 55*).
- [137] Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y J. De la Morena. «Macroscopic Behavior of Diesel Sprays in the Near-Nozzle Field». Vol. 1.1 (2008), págs. 528-536 (*cit. pág. 55*).
- [138] Pastor, J. V., R. Payri, J. M. García-Oliver y J.-g. Nerva. «Schlieren Measurements of the ECN-Spray A Penetration under Inert and Reacting Conditions». *SAE Technical Paper 2012-01-0456* (2012). DOI: 10.4271/2012-01-0456 (*cit. pág. 55*).
- [139] Reitz, R. D. y F. B. Bracco. «On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions». *SAE Paper 790494* (1979). DOI: 10.4271/790494 (*cit. pág. 56*).

- [140] 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 Technical Paper 960867*, vol. 105.3 (1996), págs. 1329-1339. DOI: 10.4271/960867 (*cit. pág. 56*).
- [141] Siebers, D. L. «Liquid-phase fuel penetration in diesel sprays». *SAE Paper 980809* (1998) (*cit. pág. 57*).
- [142] Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y L. D. Zapata. «Diesel nozzle geometry influence on spray liquid-phase fuel penetration in evaporative conditions». *Fuel*, vol. 87.7 (2008), págs. 1165-1176. DOI: 10.1016/j.fuel.2007.05.058 (*cit. pág. 57*).
- [143] Payri, R., J. M. García-Oliver, M. Bardi y J. Manin. «Fuel temperature influence on diesel sprays in inert and reacting conditions». *Applied Thermal Engineering*, vol. 35 (2011), págs. 185-195. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2011.10.027 (*cit. pág. 57*).
- [144] Pastor, J. V., J. J. Lopez, J. M. García-Oliver y J. M. Pastor. «A 1D model for the description of mixing-controlled inert diesel sprays». *Fuel*, vol. 87.13-14 (2008), págs. 2871-2885. DOI: 10.1016/j.fuel.2008.04.017 (*cit. pág. 57*).
- [145] Desantes, J. M., J. V. Pastor, J. M. García-Oliver y J. M. Pastor. «A 1D model for the description of mixing-controlled reacting diesel sprays». *Combustion and Flame*, vol. 156.1 (2009), págs. 234-249. DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.10.008 (*cit. pág. 57*).
- [146] Mugele, R. A. y H. D. Evans. «Droplet Size Distribution in Sprays». *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 43.6 (1951), págs. 1317-1324. DOI: 10.1021/ie50498a023 (*cit. pág. 59*).
- [147] Hiroyasu, H., M. Arai y M. Tabata. «Empirical equations for the Sauter mean diameter of Diesel spray». *SAE Paper 890464* (1989) (*cit. pág. 59*).
- [148] Arrègle, J., J. V. Pastor y S. Ruiz. «Influence of the injection parameters on Diesel Spray characteristics». *SAE Paper 1999-01-0200* (1999) (*cit. pág. 59*).
- [149] Payri, R., L. Araneo, J. Shakal y V. Soare. «Phase doppler measurements: System set-up optimization for characterization of a diesel nozzle». *Journal of Mechanical Science and Technology*, vol. 22.8 (2008), págs. 1620-1632. DOI: 10.1007/s12206-008-0432-7 (*cit. pág. 60*).
- [150] Adler, D. y W. T. Lyn. «The evaporation and mixing of a liquid fuel spray in a Diesel air swirl». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 184 (1969), págs. 171-180 (*cit. pág. 60*).

- [151] Desantes, J. M., R. Payri, F. J. Salvador y A. Gil. «Development and validation of a theoretical model for diesel spray penetration». *Fuel*, vol. 85.7-8 (2006), págs. 910-917 (*cit. pág. 60*).
- [152] Desantes, J. M., R. Payri, J. M. García-Oliver y F. J. Salvador. «A contribution to the understanding of isothermal diesel spray dynamics». *Fuel*, vol. 86.7-8 (2007), págs. 1093-1101. DOI: 10.1016/j.fuel.2006.10.011 (*cit. pág. 60*).
- [153] Demoulin, F.-X., P.-A. Beau, G. Blokkeel, A. Mura y R. Borghi. «A New Model for Turbulent Flows with Large Density Fluctuations: Application to Liquid Atomization». *Atomization and Sprays*, vol. 17(4) (2007), págs. 315-346. DOI: 10.1615/AtomizSpr.v17.i4.20 (*cit. pág. 61*).
- [154] Crowe, C. T., J. D. Schwarzkopf, M. Sommerfeld y Y. Tsuji. *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. 2.^a ed. CRC Press, 2011 (*cit. pág. 62*).
- [155] Battistoni, M., C. Grimaldi y F. Mariani. «Coupled Simulation of Nozzle Flow and Spray Formation Using Diesel and Biodiesel for CI Engine Applications». *SAE Technical Paper 2012-01-1267* (2012). DOI: 10.4271/2012-01-1267 (*cit. pág. 62*).
- [156] Battistoni, M. y C. N. Grimaldi. «Numerical analysis of injector flow and spray characteristics from diesel injectors using fossil and biodiesel fuels». *Applied Energy*, vol. 97 (2012), págs. 656-666. DOI: 10.1016/j.apenergy.2011.11.080 (*cit. pág. 62*).
- [157] Masuda, R., T. Fuyuto, M. Nagaoka, E. V. Berg y R. Tatschl. «Validation of Diesel Fuel Spray and Mixture Formation from Nozzle Internal Flow Calculation» (2005). DOI: 10.4271/2005-01-2098 (*cit. pág. 62*).
- [158] Iyer, V. y J. Abraham. «An Evaluation of a Two-Fluid Eulerian-Liquid Eulerian-Gas Model for Diesel Sprays». *Journal of Fluids Engineering*, vol. 125.4 (2003), pág. 660. DOI: 10.1115/1.1593708 (*cit. pág. 62*).
- [159] García-Oliver, J. M. y col. «Diesel Spray Cfd Simulations Based on the Σ - Υ Eulerian Atomization Model». *Atomization and Sprays*, vol. 23.1 (2013), págs. 71-95. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2013007198 (*cit. pág. 62*).
- [160] Friedrich, M. y B. Weigand. «Eulerian Multi-Fluid Simulation of Poly-disperse Dense Liquid Sprays by the Direct Quadrature Method of Moments». *ICLASS06-121*. 2006 (*cit. pág. 62*).

- [161] Marchisio, D. L., R. D. Vigil y R. O. Fox. «Implementation of the quadrature method of moments in CFD codes for aggregation–breakage problems». *Chemical Engineering Science* (2003). DOI: 10.1016/S0009-2509(03)00211-2 (*cit. pág. 62*).
- [162] Marchisio, D. L. y R. O. Fox. «Solution of population balance equations using the direct quadrature method of moments». *Aerosol Science* (2005). DOI: 10.1016/j.jaerosci.2004.07.009 (*cit. pág. 62*).
- [163] Subramaniam, S. «Lagrangian-Eulerian methods for multiphase flows». *Progress in Energy and Combustion Science* (2013). DOI: 10.1016/j.pecs.2012.10.003 (*cit. págs. 62-64*).
- [164] Ménard, T., S. Tanguy y A. Berlemont. «Coupling level set/VOF/ghost fluid methods: Validation and application to 3D simulation of the primary break-up of a liquid jet». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 33.5 (2007), págs. 510-524. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2006.11.001 (*cit. pág. 62*).
- [165] Shinjo, J. y A. Umemura. «Simulation of liquid jet primary breakup: Dynamics of ligament and droplet formation». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 36.7 (2010), págs. 513-532. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2010.03.008 (*cit. pág. 62*).
- [166] Shinjo, J. y A. Umemura. «Detailed simulation of primary atomization mechanisms in Diesel jet sprays (isolated identification of liquid jet tip effects)». *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 33.2 (2011), págs. 2089-2097. DOI: 10.1016/j.proci.2010.07.006 (*cit. pág. 62*).
- [167] Fuster, D. y col. «Simulation of primary atomization with an octree adaptive mesh refinement and VOF method». *International Journal of Multiphase Flow* (2009). DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2009.02.014 (*cit. págs. 62, 63*).
- [168] Tomar, G., D. Fuster, S. Zaleski y S. Popinet. «Multiscale simulations of primary atomization». *Computers & Fluids*, vol. 39.10 (2010), págs. 1864-1874. DOI: 10.1016/j.compfluid.2010.06.018 (*cit. págs. 62, 63*).
- [169] Dos Santos, F. y L. Le Moyne. «Spray Atomization Models in Engine Applications, from Correlations to Direct Numerical Simulations». *Oil & Gas Science and Technology – Revue d'IFP Energies nouvelles*, vol. 66.5 (2011), págs. 801-822. DOI: 10.2516/ogst/2011116 (*cit. págs. 62, 63*).

- [170] Mehravaran, K. «Direct Simulations of Primary Atomization in Moderate-Speed Diesel Fuel Injection». *International Journal of Materials, Mechanics and Manufacturing* (2013), págs. 207-209. DOI: 10.7763/IJMMM.2013.V1.44 (*cit. págs. 62, 63*).
- [171] Salvador, F. J., J.-V. Romero, M.-D. Roselló y D. Jaramillo. «Numerical simulation of primary atomization in diesel spray at low injection pressure». *Journal of Computational and Applied Mathematics*, vol. 291 (2015), págs. 94-102. DOI: 10.1016/j.cam.2015.03.044 (*cit. págs. 62, 63*).
- [172] Williams, F. A. «Spray Combustion and Atomization». *Physics of Fluids*, vol. 1.6 (1958), pág. 541. DOI: 10.1063/1.1724379 (*cit. pág. 63*).
- [173] Dukowicz, J. K. «A particle-fluid numerical model for liquid sprays». *Journal of Computational Physics*, vol. 35.2 (1980), págs. 229-253. DOI: 10.1016/0021-9991(80)90087-X (*cit. pág. 63*).
- [174] Barroso, G., B. Schneider y K. Boulouchos. «An Extensive Parametric Study on Diesel Spray Simulation and Verification with Experimental Data». *SAE Technical Paper 2003-01-3230*, vol. 2003.724 (2003). DOI: 10.4271/2003-01-3230 (*cit. pág. 64*).
- [175] Abraham, J. «What is Adequate Resolution in the Numerical Computations of Transient Jets?» 1997. DOI: 10.4271/970051 (*cit. pág. 64*).
- [176] Som, S. y S. K. Aggarwal. «Effects of primary breakup modeling on spray and combustion characteristics of compression ignition engines». *Combustion and Flame*, vol. 157.6 (2010), págs. 1179-1193. DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.02.018 (*cit. pág. 64*).
- [177] Su, T. F., M. A. Patterson, R. D. Reitz y P. V. Farrell. «Experimental and numerical studies of high pressure multiple injection sprays». *SAE Paper 960861* (1996) (*cit. pág. 64*).
- [178] O'Rourke, P. J. y A. A. Amsden. «The Tab Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup». 1987. DOI: 10.4271/872089 (*cit. pág. 64*).
- [179] Senecal, P. K. y col. «Modeling high-speed viscous liquid sheet atomization». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 25 (1999), págs. 1073-1097. DOI: 10.1016/S0301-9322(99)00057-9 (*cit. pág. 64*).
- [180] Dombrowski, N. y W. Johns. «The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets». *Chemical Engineering Science*, vol. 18.3 (1963), págs. 203-214. DOI: 10.1016/0009-2509(63)85005-8 (*cit. pág. 65*).

- [181] Reitz, R. D. y R. Diwakar. «Effect of Drop Breakup on Fuel Sprays». 1986. DOI: 10.4271/860469 (*cit. pág. 65*).
- [182] Pilch, M. y C. Erdman. «Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 13.6 (1987), págs. 741-757. DOI: 10.1016/0301-9322(87)90063-2 (*cit. pág. 65*).
- [183] Hsiang, L.-P. y G. Faeth. «Near-limit drop deformation and secondary breakup». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 18.5 (1992), págs. 635-652. DOI: 10.1016/0301-9322(92)90036-G (*cit. pág. 65*).
- [184] Chu, C. C. y M. L. Corradini. «One-Dimensional Transient Fluid Model for Fuel/Coolant Interaction Analysis». *Nuclear Science and Engineering*, vol. 101 (1989), págs. 48-71 (*cit. pág. 65*).
- [185] Patterson, M. A. y R. D. Reitz. «Modeling the Effects of Fuel Spray Characteristics on Diesel Engine Combustion and Emission». 1998. DOI: 10.4271/980131 (*cit. págs. 65, 66*).
- [186] Hossainpour, S. y A. R. Binesh. «Investigation of fuel spray atomization in a DI heavy-duty diesel engine and comparison of various spray breakup models». *Fuel*, vol. 88.5 (2009), págs. 799-805. DOI: 10.1016/j.fuel.2008.10.036 (*cit. pág. 65*).
- [187] Som, S. y S. K. Aggarwal. «A Numerical Investigation of Non-Evaporating and Evaporating Diesel Sprays». *Imece 2008: Proceedings of the Asme International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Vol 3* (2009), págs. 281-290 (*cit. pág. 65*).
- [188] Commission, E. y Eurostat. *Energy, transport and environment indicators*. 2014.^a ed. 2014. DOI: 10.2785/56669 (*cit. pág. 66*).
- [189] Zecca, A. y L. Chiari. «Fossil-fuel constraints on global warming». *Energy Policy*, vol. 38.1 (2010), págs. 1-3. DOI: 10.1016/j.enpol.2009.06.068 (*cit. pág. 67*).
- [190] Kouzel, B. «How pressure affects liquid viscosity». *Hydrocarbon Process. PetroL Refiner*, vol. 44.3 (1965) (*cit. pág. 68*).
- [191] Bracho, G. «Experimental and theoretical study of the direct diesel injection process at low temperatures». Tesis doct. Valencia: Universidad Politécnica de Valencia, 2011 (*cit. pág. 68*).

- [192] Carreres, M. «Thermal Effects Influence on the Diesel Injector Performance through a Combined 1D Modelling and Experimental Approach». Tesis doct. Universitat Politècnica de València, 2016 (*cit. pág. 68*).
- [193] Armas, O., S. Martínez-Martínez, C. Mata y C. Pacheco. «Alternative method for bulk modulus estimation of Diesel fuels». *Fuel*, vol. 167 (2016), págs. 199-207. DOI: 10.1016/j.fuel.2015.11.067 (*cit. pág. 68*).
- [194] European Committee for Standardization. *Automotive fuels. Diesel. Requirements and test methods*. 2014 (*cit. págs. 68, 69*).
- [195] European Committee for Standardization. *Methods, Liquid petroleum products. Fatty acid methyl esters (FAME) for use in diesel engines and heating applications. Requirements and test*. 2016 (*cit. págs. 68, 69*).

Capítulo 3

Técnicas experimentales

3.1. Introducción

Para la realización del estudio computacional se han usado diversas técnicas experimentales, tanto como para proveer al código de la información necesaria para realizar las simulaciones (geometría de las toberas y características hidráulicas), como para la validación de la calibración de los modelos de chorros de los inyectores objeto del estudio. Precisamente en el presente capítulo se describen las herramientas y técnicas experimentales empleadas a lo largo de esta tesis.

Se aborda en primer lugar la determinación de la geometría de las toberas de inyección diésel mediante moldes de silicona con su posterior visualización con la técnica de microscopía electrónica. Las medidas de la geometría sirven para el cálculo de los coeficientes hidráulicos y para configurar las condiciones del inyector en las simulaciones.

En segundo lugar, se describen las herramientas experimentales y su base teórica para la caracterización hidráulica del flujo interno, entendiendo como tal la medida de la tasa de inyección y del flujo de cantidad de movimiento. En el caso de la medida del flujo de cantidad de movimiento, como se explica posteriormente, sólo se ha realizado para el primer inyector estudiado, descartando su medida para los siguientes inyectores puesto que no es necesario para la calibración del modelo *CFD* del chorro.

Para finalizar, se describe la instalación de alta presión y alta temperatura donde se han llevado a cabo las medidas de visualización del chorro diésel,

para a continuación introducir los métodos de visualización empleados para la caracterización macroscópica del chorro en condiciones no evaporativas y en condiciones evaporativas no reactivas.

3.2. Caracterización geométrica de las toberas

Conocer la geometría de las toberas es esencial para simular el proceso de inyección, en especial, para estudiar el flujo interno, donde las características exactas de la geometría son esenciales, debido a que definen las condiciones de contorno. También para estudiar el chorro diésel, en este caso las características de los orificios son usadas como condiciones de contorno para inyectar el combustible en la cámara de combustión y para el uso de los distintos modelos de atomización.

Para determinar la geometría de las toberas existen 2 tipos de ensayos, los ensayos destructivos, donde se secciona la tobera, y los ensayos no destructivos como los empleados en la presente tesis. En concreto se ha empleado la técnica propuesta por Macian et al. [1] para la obtención de moldes de silicona de toberas diésel. Otra técnica no destructiva que se ha popularizado recientemente es el uso de rayos X para la obtención de la geometría [2, 3]. Esta técnica ofrece resultados similares a los del molde de silicona.

3.2.1. Obtención del molde de silicona

En primer lugar para la correcta solidificación de la silicona se procede a la limpieza de la tobera, que en el caso de haber sido usada previamente contendrá restos de combustible y cualquier partícula presente en él. Para eliminar cualquier resto de combustible y deposiciones se usa alcohol y aire a presión, para finalizar con una limpieza por ultrasonidos usando una solución específica para joyería.

Después de limpiar la tobera se procede a introducir mediante un pequeño tubo una silicona con propiedades viscosas especiales que permite rellenar los orificios de la tobera y el saco (ver Figura 3.1), además, una vez solidificada es capaz de recuperar su forma inicial tras ser manipulada en el proceso de extracción y por tanto ocasionándose pequeñas deformaciones. Al día siguiente (la silicona necesita unas 12 horas para solidificar correctamente) se procede a recuperar el molde, extrayendo para ello cuidadosamente el tubo de la tobera para evitar que se rompa.

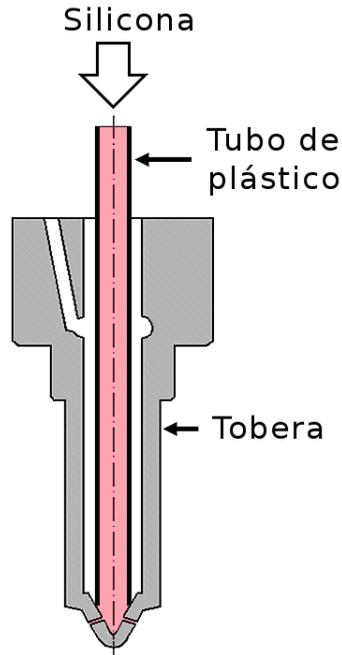


Figura 3.1: Esquema de la realización del molde de silicona.

3.2.2. Visualización del molde mediante microscopía electrónica de barrido

Antes de proceder a la visualización del molde de silicona, se recubre con una fina capa de un material conductor, generalmente oro (con un espesor del orden de $0,01 \mu\text{m}$, de tal forma que no afecta a la medición). A continuación, se puede introducir el molde en un microscopio electrónico de barrido (ver Figura 3.2a), el cual permite amplificar la imagen con un zoom variable entre 30 y 1000 aumentos.

Se toman diversas fotografías de los moldes, desplazando y rotando la muestra para enfocar cada uno de los orificios y las distintas zonas de interés. En la Figura 3.2c se observa una de estas imágenes procesadas para el molde del inyector Bosch 2.18 usado en la presente tesis. En la Figura 3.2d se muestran los parámetros geométricos de interés, que son los mismos que los mostrados en la Sección §2.3.1.

Esta técnica, ha sido validada en diversas investigaciones [1, 4, 5], mostrando una precisión en la medida del orden del 2%.

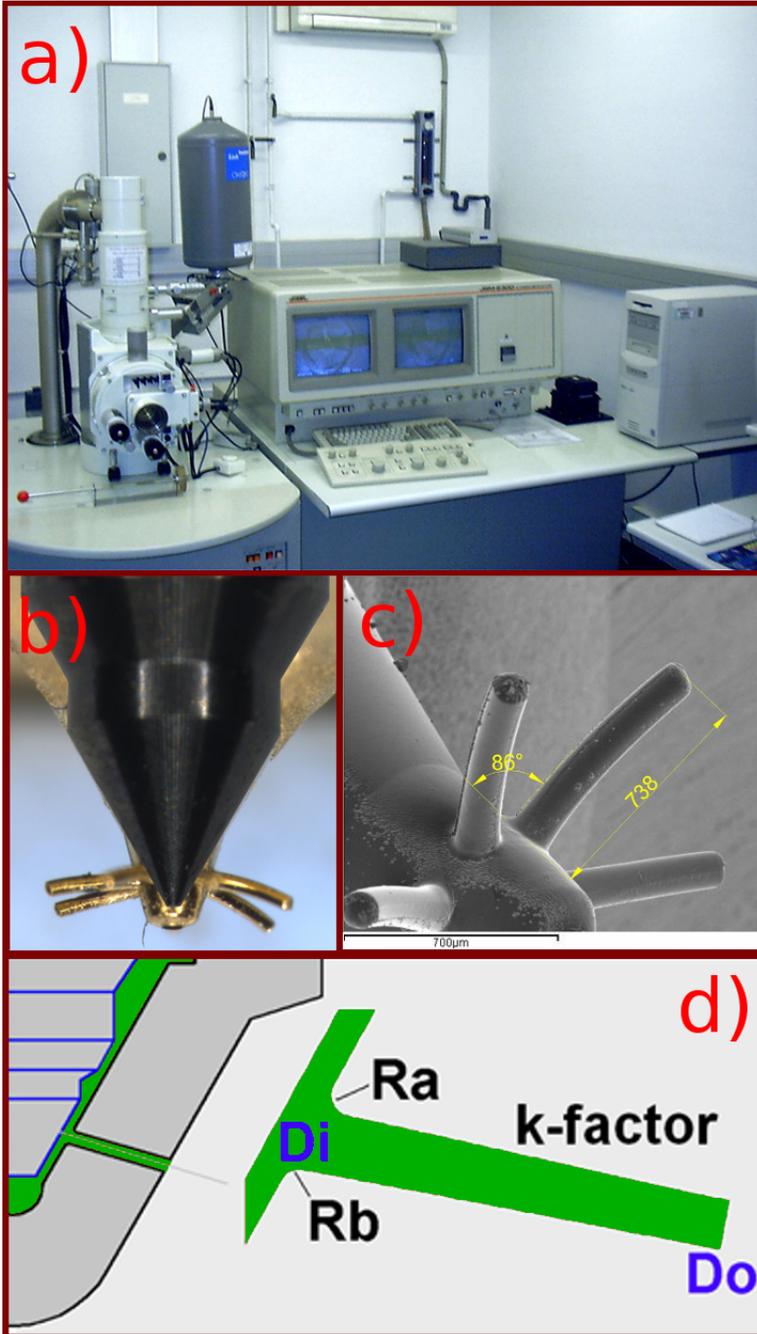


Figura 3.2: Microscopio electrónico de barrido y molde de silicón.

3.3. Caracterización hidráulica del flujo interno

La caracterización hidráulica del flujo interno se basa en la medida de la tasa de inyección y del flujo de cantidad de movimiento. Como se ha explicado en la Sección §2.3.3, a partir de estas medidas se obtienen parámetros importantes del flujo, como la velocidad efectiva (u_{ef}), así como los coeficientes de descarga (C_d), de velocidad (C_v) y el de área (C_a). En esta sección se presentan las herramientas experimentales utilizadas para su medida en la presente tesis.

3.3.1. Medición de la tasa de inyección

Para tal propósito se emplea un caudalímetro EVI [6-8], cuyo principio de medida está basado en el método de tubo largo o también llamado método de Bosch [9].

El inyector se coloca en un portainyector refrigerado, tal y como se muestra en la Figura 3.3 e inyecta el combustible en el caudalímetro, el cual está compuesto por un tubo de gran longitud y un depósito. El volumen interior está lleno de combustible, la presión del cual está regulada por una válvula de flujo controlada por un PID, el cual garantiza una condiciones de presión determinadas y estacionarias antes de empezar la inyección.

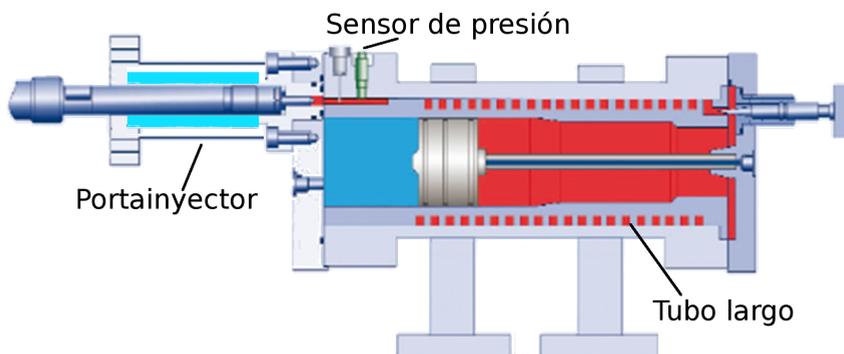


Figura 3.3: Esquema del caudalímetro EVI con sus partes principales.

Al empezar la inyección se genera una onda de presión que se propaga desde el inyector hasta el depósito, donde es amortiguada. La velocidad de esta onda es igual a la velocidad del sonido del combustible (a). La onda de

presión generada puede ser relacionada con el flujo másico:

$$\dot{m} = \frac{A_t}{a} \Delta p \quad (3.1)$$

Esta relación viene de suponer la propagación de una onda plana dentro de un tubo de sección A_t . Además del incremento de la presión (Δp), también ocurre un incremento de la velocidad (Δu) y de la densidad ($\Delta \rho$). Aplicando la ecuación de continuidad (para un observador situado en el frente de onda) se tiene:

$$\dot{m}_{entranda} = -a\rho A_t = \dot{m}_{salida} = -(a - \Delta u)(\rho + \Delta \rho)A_t \quad (3.2)$$

Obteniendo la siguiente relación entre la variación de la velocidad y la densidad (y eliminando los términos de segundo orden):

$$\frac{\Delta u}{a} = \frac{\Delta \rho}{\rho + \Delta \rho} \approx \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad (3.3)$$

Operando de la misma forma con la ecuación de conservación de la cantidad de movimiento, se obtiene:

$$(a - \Delta u)^2(\rho + \Delta \rho)A_t - a^2\rho A_t = \Delta p A_t \quad (3.4)$$

Una vez simplificado y sustituyendo la Ecuación 3.3 se tiene:

$$\Delta p = a\rho\Delta u \quad (3.5)$$

Lo que permite obtener la expresión para el caudal másico mostrada anteriormente en la Ecuación 3.1:

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

Con el objetivo de corroborar la masa total inyectada obtenida por el caudalímetro, se coloca una balanza a la salida del mismo. Además la señal del sensor de presión sufre un efecto de acumulación, el cual es corregido con la metodología seguida en Payri et al. [10].

3.3.2. Medición del flujo de cantidad de movimiento

El flujo de cantidad de movimiento se ha medido con un maqueta diseñada en CMT-Motores Térmicos, la cual se encuentra completamente descrita en la tesis de Gimeno [11]. En la Figura 3.4 se muestra una fotografía de dicha maqueta. Los principales elementos de la misma son: la cámara de acero, el portainyector, el sensor de presión, un acceso óptico lateral y las válvulas de entrada y salida.

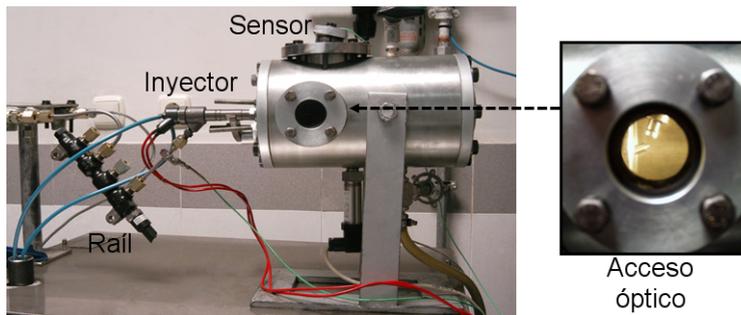


Figura 3.4: Maqueta de cantidad de movimiento.

El cuerpo principal de la maqueta está compuesto por la cámara de acero cilíndrica, la cual puede ser presurizada hasta una presión de 9 MPa. Esta característica permite el estudio del comportamiento del chorro en condiciones de funcionamiento similares a las de un motor diésel real. La presurización se realiza con nitrógeno, ya que tiene propiedades similares a las del aire pero no presenta riesgo de combustión al no contener oxígeno. También se pueden usar otros gases como helio o hexafluoruro de azufre (SF_6) en el caso de requerirse densidades menores o mayores para una misma presión de descarga (contrapresión).

La contrapresión se controla mediante dos válvulas: una de ella conectada a la bombona de nitrógeno, permite la presurización, mientras la de vaciado permite regular la presión y extraer el gas de la cámara.

La medición se realiza mediante un sensor piezoeléctrico de la marca Kistler (modelo 7031) que está diseñado para mostrar un comportamiento lineal hasta 25 MPa. Debido al uso de un sensor de presión en vez de un sensor de fuerza, éste ha de ser calibrado. Para ello Gimeno [11] usó la metodología descrita por Bill [12] (*Hammer test method*), donde la constante de calibración es obtenida al golpear el sensor de presión mediante un martillo al cual se le ha acoplado en la punta un sensor de fuerza calibrado, debido a la ley de acción y reacción ambos sensores han de experimentar la misma fuerza. El

sensor de presión se encuentra unido a una diana de aluminio anodizado (con el fin de protegerlo del impacto del chorro). La posición del sensor depende de las características de los inyectores. Si se emplea una tobera monorificio, el sensor se introduce por la base opuesta al portainyector. Por el contrario, si la tobera es multiorificio, el sensor se introduce por un acceso lateral.

A su vez, el portainyector permite posicionar el inyector de manera que el eje de uno de los chorros incida perpendicularmente en el sensor de presión, de manera que girando el conjunto del inyector-portainyector respecto al eje de la maqueta es posible medir el flujo de cantidad de movimiento de cada uno de los chorros.

La maqueta para la medida de cantidad de movimiento se completa con un acceso óptico situado en un lateral del cilindro, el cual permite la visualización de la posición relativa del sensor de presión frente al inyector, ayudando a la colocación del sensor. Además, sirve para la detección de anomalías en el proceso de inyección.

El principio en el que se basa la medida del flujo de cantidad de movimiento consiste en la medición de la fuerza del impacto del chorro contra el sensor, tal como se muestra en la Figura 3.5. Por lo tanto, un requisito indispensable es que el área del sensor englobe el impacto de todo el chorro [11, 13].

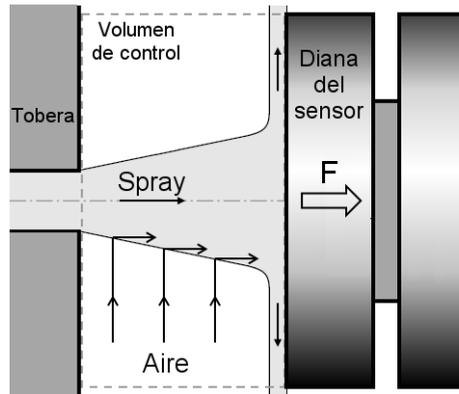


Figura 3.5: Esquema del impacto del chorro en la diana del sensor.

La fuerza del impacto del chorro equivale al flujo de cantidad de movimiento como consecuencia de la conservación del flujo de cantidad de movimiento en el eje axial, siempre que se cumplan las siguientes condiciones [11]:

- Los efectos en el volumen de control de la fuerza de gravedad son despreciables, $\sum F_{gr} = 0$.

- La presión en la cámara es homogénea. Por lo tanto, el sumatorio de las fuerzas debidas a la presión, queda simplificado únicamente a la fuerza ejercida sobre el sensor, $\sum F_{pr} = F$.
- La dirección de entrada del aire en el volumen de control y la dirección de salida del combustible desviado por la diana, son perpendiculares al eje del chorro, y, por lo tanto, perpendiculares a la superficie exterior cilíndrica. Esto conlleva que los flujos asociados a la cantidad de movimiento a través de la superficie exterior serán nulos en la componente axial. Además esta suposición también implica que los esfuerzos viscosos en dirección axial también sean nulos, $\sum F_{visc} = 0$.

Con estas suposiciones y suponiendo que el sistema está en estado estacionario se obtiene que la fuerza medida por el sensor es el flujo de cantidad de movimiento del orificio:

$$F = \dot{M} \quad (3.7)$$

En el caso de que el sistema no esté en estado estacionario aparece el término de acumulación que se muestra en la Ecuación 3.8. Debido al efecto de este término la medida de las rampas de subida o bajada de la señal del flujo de cantidad de movimiento no son muy precisas.

$$F = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho u dV + \dot{M} \quad (3.8)$$

3.4. Visualización del chorro diésel

En esta sección se describen las técnicas para la visualización del chorro diésel utilizadas en la presente tesis. Para ello, se muestra en primer lugar la instalación de alta presión y alta temperatura donde se han realizado las medidas, para continuar con los diferentes montajes ópticos utilizados para la caracterización de la fase líquida y vapor del chorro que son esenciales para la calibración de los modelos de chorro.

3.4.1. Instalación de alta presión y alta temperatura

La visualización del chorro diésel se ha llevado a cabo en una instalación de alta presión y alta temperatura capaz de simular las condiciones de operación en motores diésel. Usando la clasificación propuesta por Baert et al. [14],

se correspondería con una instalación de flujo de presión constante (*CPF*, *constant-pressure flow*). La instalación, que se encuentra descrita en detalle en la tesis de Bardi [15], está compuesta por una cámara principal de acero, donde se realiza la inyección, y diversos sistemas auxiliares como se muestra en la Figura 3.6.

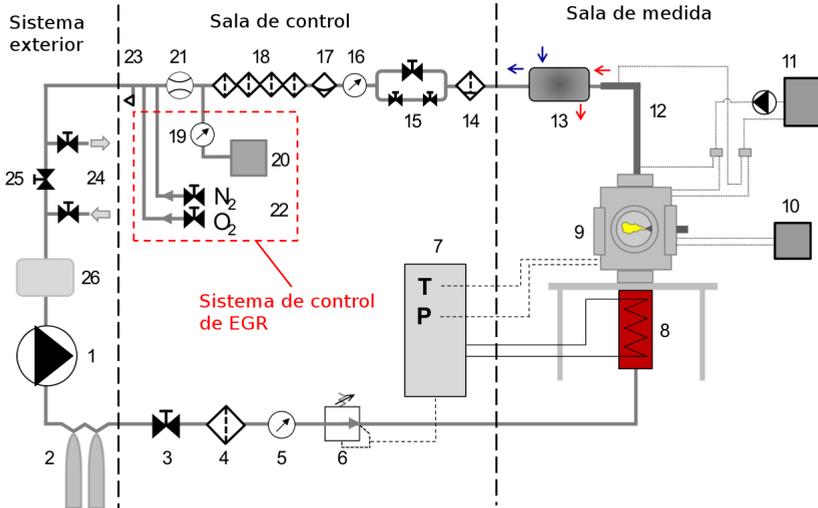


Figura 3.6: Esquema de la instalación de alta presión y alta temperatura: 1) Compresores 2) Depósitos de alta presión 3) Válvula principal 4) Filtro de alta presión 5) Sensor de presión 6) Regulador de presión 7) Sistema de control (*PLC*) 8) Sistema de calentamiento 9) Cámara principal 10) Sistema de refrigeración del inyector 11) Sistema de refrigeración de la maqueta 12) Intercambiador de calor 13) Intercambiador de calor 14) Filtro de alta presión 15) Válvulas de regulación del flujo 16) Sensor de presión 17) Filtro centrífugo 18) Grupo de 4 filtros de baja presión 19) Sensor de presión 20) Sensor de O_2 21) Caudalímetro 22) Válvulas de control del oxígeno/nitrógeno 23) Válvula de drenaje 24) Válvula de circuito abierto (salida) 25) Válvula de circuito abierto (entrada) 26) Depósito de baja presión [15].

La cámara principal está diseñada para soportar presiones de hasta 15 MPa a temperaturas del gas de hasta 1000 K, y obtener un amplio volumen (alrededor de 6 L) donde las condiciones termodinámicas son aproximadamente estacionarias y uniformes. Además cuenta con tres accesos ópticos de 128 mm de diámetro cada uno.

Los principales sistemas auxiliares mostrados en la Figura 3.6 son: dos compresores volumétricos que dan un flujo de hasta $70 \text{ Nm}^3/\text{h}$. Dicho flujo

pasa a dos depósitos de alta presión con un volumen total de $0,1 \text{ m}^3$, lo cual permite desacoplar ligeramente el flujo que entra a la cámara principal del suministrado por los compresores (amortiguando así las variaciones temporales percibidas por los compresores). Existe además un sistema de calentamiento del gas, compuesto por tres resistencias eléctricas, la potencia de las cuales se controla en la sala de control. El resto de sistemas auxiliares que no se han mencionado tienen relación con el sistema de refrigeración de la instalación, una serie de filtros colocados para mantener el gas libre de partículas o con el sistema de válvulas para controlar el flujo del gas y la composición del mismo (sistema de control de EGR).

3.4.2. Técnica de Mie Scattering

La técnica de Mie scattering es ampliamente utilizada en el campo de la investigación en motores para la visualización de la fase líquida del chorro. De forma simplificada, la técnica se basa en la iluminación de las gotas del combustible con una fuente de luz y la observación de la luz dispersa mediante una cámara: la dispersión de Mie [16] relaciona la interacción entre la luz y partículas transparentes de tamaños superiores a la longitud de onda, incluyendo los diámetros típicos de las gotas del chorro diésel. Se pueden encontrar diversos ejemplos del uso y calibración de esta técnica en la literatura [17-19].

Generalmente, el chorro es iluminado por una fuente de luz (continua o pulsada) y la cámara captura la intensidad de la luz dispersada por las gotas que componen el chorro. Esta técnica es usada para detectar los contornos de la fase líquida, debido a que en la evaporación del combustible la intensidad de la luz dispersa se reduce considerablemente al cambiar el régimen de dispersión de Mie a Rayleigh [16]. La técnica de Mie Scattering es usada en la presente tesis para caracterizar la fase líquida del chorro diésel en condiciones no evaporativas y evaporativas.

A bajas temperaturas ($T_a \approx 400 \text{ K}$), la evaporación del combustible es despreciable y los contornos de la fase líquida coinciden plenamente con los del chorro. Sin embargo, cuando la temperatura aumenta, la evaporación se va volviendo más significativa y aparecen importantes diferencias entre las fases líquidas y vapor. Como consecuencia, dependiendo de la temperatura controlada en la cámara, la técnica de Mie Scattering permite medir la penetración del chorro, S_l , en condiciones no evaporativas o la longitud líquida, LL , en condiciones evaporativas.

Las imágenes nítidas del chorro obtenidas en el montaje de Mie Scattering en condiciones no evaporativas permite una detección precisa de los contornos

del chorro, y por lo tanto, se considera uno de los casos más favorable para medir el ángulo del chorro (θ).

Montaje óptico

Aún cuando la técnica de Mie Scattering es relativamente sencilla, la calidad de los resultados dependen notablemente de los detalles de la configuración óptima [19]. Para los estudios de caracterización de la fase líquida de los inyectores involucrados en el estudio llevado a cabo en esta tesis se ha utilizado una cámara (Photron Fastcam SA5-X2) dotada de un sensor CMOS de alta velocidad, permitiendo de esta forma el estudio transitorio del chorro.

Tal como se muestra en la Figura 3.7 se han utilizado dos fuentes de luz (Xe-Arc) para iluminar el chorro por los accesos laterales, realizando la observación y captación de imágenes del mismo por el acceso frontal. La cámara se ha equipado con una lente gran angular (Nikon 50 mm). La resolución de las imágenes adquiridas ha sido de 1024×1024 px para los casos no evaporativos con una velocidad de captura de 12500 fps, mientras que en los casos evaporativos, al ser posible la reducción del tamaño de las imágenes (640×640 px), se ha obtenido una mayor velocidad de captura (33000 fps).

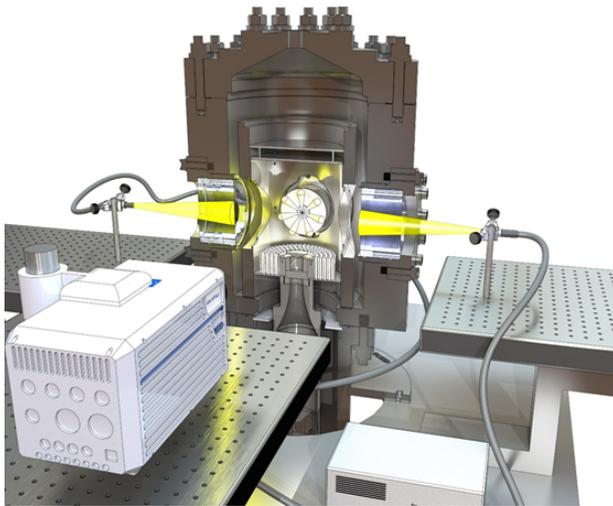


Figura 3.7: Esquema del montaje óptico para la técnica Mie Scattering.

3.4.3. Técnica de Schlieren

La técnica de Schlieren se emplea para caracterizar la fase gaseosa del chorro en condiciones evaporativas. Esta técnica es capaz de detectar los gra-

dientes del índice de refracción presentes en el medio [20], debido a que se basa en la desviación producida en los haces de luz al atravesar un medio no homogéneo: los gradientes del índice de refracción provocan la desviación de algunos haces. Usando una lente esférica conjuntamente con un diafragma se puede colimar los haces de luz: sólo los haces de luz paralelos convergen en el foco de la lente; el resto presentan cierta desviación; usando el diafragma en el foco de la lente se puede caracterizar las zonas por los gradientes del índice de refracción, las cuales aparecen con una menor intensidad.

Montaje óptico

La configuración habitual de la técnica de Schlieren de un único paso [20, 21] que se usa en toberas mono-orificio no se puede usar directamente en las toberas multi-orificio, al requerir esta técnica que los haces de luz atravesaran el portainyector de acero. En esta situación, se usa la técnica de doble paso, usando un espejo resistente a altas temperaturas [22] colocado sobre el portainyector. Mediante esta configuración, los haces de luz atraviesan dos veces los chorros. La primera vez, los haces provenientes de la fuente de luz atraviesan los chorros y son reflejados en el espejo volviendo en la misma dirección de la que provenían. Debido a que la iluminación y la observación se realiza desde el acceso frontal se requiere el uso de un *Beam splitter* (o divisor de haz).

El montaje óptico se muestra en la Figura 3.8. El esquema muestra el recorrido de la luz a través de todo el montaje. El haz amarillo translúcido representa el recorrido antes de llegar al espejo, mientras, el haz naranja representa la luz después de haber sido reflejada en el mismo. El *Beam splitter* tiene como misión reflejar la luz procedente del espejo a la cámara de alta velocidad.

El montaje óptico mostrado en la Figura 3.8 se alinea de forma que tanto el punto central del diafragma colocado delante de la cámara de alta velocidad como el foco de la lente A se encuentran en el punto focal de la lente B. El diafragma consiste en un diafragma ajustable de sección circular que corta el haz de forma simétrica (si el montaje está adecuadamente alineado) y es usado con el objetivo de colimar el haz de luz que recibe la cámara. Mientras que la lente A se utiliza para conseguir un punto de luz infinitesimal en el foco de la lente B, de esta configuración depende la calidad del haz de luz colimado proporcionado por la lente B que atraviesa el chorro diésel y necesario para la técnica de Schlieren.

La adquisición de las imágenes se ha realizado con la misma cámara de alta velocidad que la usada para la técnica de Mie Scattering (Photron Fastcam

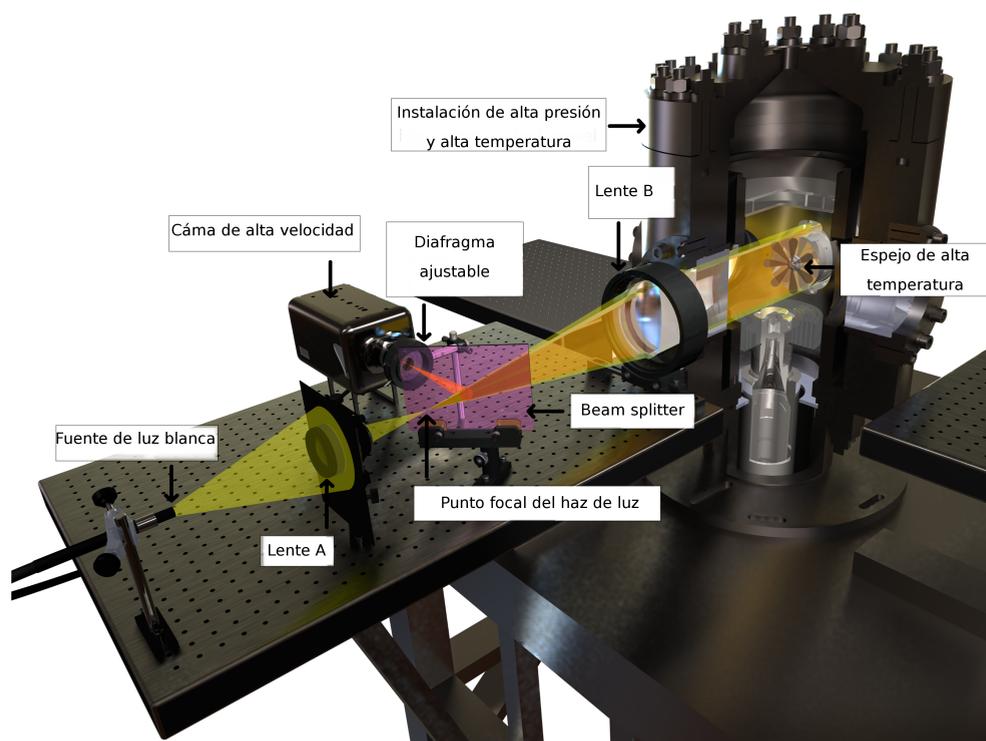


Figura 3.8: Esquema del montaje óptico para la técnica de Schlieren.

SA5-X2) equipada con una lente gran angular (Nikon 50 mm). La resolución de las imágenes en esta técnica ha sido de 768×704 px con una velocidad de captura de 24000 fps.

3.4.4. Procesado de las imágenes

Para el procesado de las imágenes se sigue la propuesta de Siebers [17] debido a su simplicidad y robustez. Las etapas del procesado se resumen de la siguiente manera:

1. Determinación de la iluminación ambiente sin inyección (fondo): se calcula una media de las tres primeras imágenes (antes de producirse la inyección) para determinar el fondo de cada medida.
2. Eliminación del fondo: se sustrae el fondo de la imagen para eliminar reflejos y otros tipos de ruido presentes en el fondo.

3. División de la imagen: se divide la imagen en tantos sectores como chorros se visualizan para tratar cada uno de ellos de forma individual.
4. Segmentación de la imagen: se convierte la imagen en un sistema binario mediante el uso de un valor umbral. El umbral se calcula como el 3 % del rango dinámico del sector.
5. Algoritmo de conectividad: después de aplicar el paso anterior la imagen se encuentra segmentada en valores superiores e inferiores al umbral. El algoritmo de conectividad [23] se usa para distinguir entre el chorro y zonas con alto ruido.
6. Contorno del chorro: finalmente se obtiene el contorno del chorro.

El chorro es analizado para obtener los parámetros macroscópicos descritos en la Sección §2.4.3: la penetración del chorro y el ángulo del chorro. Para evaluar la robustez de las medidas, se han realizado diez repeticiones (i.e. diez películas) para cada condición de inyección. Una vez obtenido cada uno de los valores para cada una de las repeticiones, se realiza la media de las repeticiones y se evalúa la dispersión de la misma, generalmente pequeña. A su vez, se realiza la media de la penetración de los chorros y se analiza la dispersión entre chorros. Obteniendo como datos finales la penetración y ángulo del chorro con su dispersión.

Referencias

- [1] Macian, 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*, vol. 27.2 (2003), págs. 39-43. DOI: 10.1111/j.1747-1567.2003.tb00107.x (cit. págs. 90, 91).
- [2] Lee, W.-K. K., K. Fezzaa y J. Wang. «Metrology of steel micronozzles using x-ray propagation-based phase-enhanced microimaging». *Applied Physics Letters*, vol. 87.8 (2005), pág. 84105. DOI: 10.1063/1.2034099 (cit. pág. 90).
- [3] Kastengren, A. L. y col. «Engine Combustion Network (ECN): Measurements of Nozzle Geometry and Hydraulic Behavior». *Atomization and Sprays*, vol. 22.12 (2012), págs. 1011-1052. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2013006309 (cit. pág. 90).

- [4] Salvador, F. J. «Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección Diesel sobre las características del flujo interno y del chorro». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2003 (*cit. pág. 91*).
- [5] Plazas, A. H. «Modelado unidimensional de inyectores common-rail Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2005 (*cit. pág. 91*).
- [6] Arcoumanis, C. y M. S. Baniasad. «Analysis of Consecutive Fuel Injection Rate Signals Obtained by the Zeuch and Bosch Methods». 1993. DOI: 10.4271/930921 (*cit. pág. 93*).
- [7] Cantore, G., E. Mattarelli y A. A. Boretti. «Experimental and Theoretical Analysis of a Diesel Fuel Injection System». 1999. DOI: 10.4271/1999-01-0199 (*cit. pág. 93*).
- [8] Du, C. y col. «Injection Rate Control in Electronic in-line Pump-Valve-Pipe-Injector Diesel Injection System». 1999. DOI: 10.4271/1999-01-0201 (*cit. pág. 93*).
- [9] Bosch, W. «The Fuel Rate Indicator: A New Measuring Instrument For Display of the Characteristics of Individual Injection». 1966. DOI: 10.4271/660749 (*cit. pág. 93*).
- [10] Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y G. Bracho. «A new methodology for correcting the signal cumulative phenomenon on injection rate measurements». *Experimental Techniques*, vol. 32, February (2008), págs. 46-49. DOI: 10.1111/j.1747-1567.2007.00188.x (*cit. pág. 94*).
- [11] Gimeno, J. «Desarrollo y aplicación de la medida de flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales, Universidad Politécnica de Valencia, 2008 (*cit. págs. 95, 96*).
- [12] Bill, B. «Basic Theory of The Hammer Test Method». *Kistler company reprint*, 02 (1998) (*cit. pág. 95*).
- [13] Payri, R., J. M. García-Oliver, F. J. Salvador y J. Gimeno. «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics». *Fuel*, vol. 84.5 (2005), págs. 551-561. DOI: 10.1016/j.fuel.2004.10.009 (*cit. pág. 96*).
- [14] Baert, R. S. G. y col. «Design and operation of a high pressure, high temperature cell for HD diesel spray diagnostics: guidelines and results». *SAE paper 2009-01-0649*, vol. 4970 (2009). DOI: 10.4271/2009-01-0649 (*cit. pág. 97*).

- [15] Bardi, M. «Partial needle lift and injection rate shape effect on the formation and combustion of the Diesel spray». Tesis doct. Valencia (Spain): Universitat Politècnica de València, 2014. DOI: 10.4995/Thesis/10251/37374 (*cit. pág. 98*).
- [16] Mie, G. «Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen». *Annalen der Physik*, vol. 330.3 (1908), págs. 377-445. DOI: 10.1002/andp.19083300302 (*cit. pág. 99*).
- [17] Siebers, D. L. «Liquid-phase fuel penetration in diesel sprays». *SAE Paper 980809* (1998) (*cit. págs. 99, 102*).
- [18] Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y L. D. Zapata. «Diesel nozzle geometry influence on spray liquid-phase fuel penetration in evaporative conditions». *Fuel*, vol. 87.7 (2008), págs. 1165-1176. DOI: 10.1016/j.fuel.2007.05.058 (*cit. pág. 99*).
- [19] Pickett, L. M., C. L. Genzale, J. Manin, L.-M. Malbec y L. Hermant. «Measurement Uncertainty of Liquid Penetration in Evaporating Diesel Sprays». *ILASS Americas, 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. May. Ventura, CA (USA): ILASS-Americas, 2011 (*cit. págs. 99, 100*).
- [20] Settles, G. *Schlieren and Shadowgraph Techniques*. 2001, pág. 376. DOI: 10.1007/978-3-642-56640-0 (*cit. pág. 101*).
- [21] Naber, J. D. y D. L. Siebers. «Effect of gas density and vaporization on penetration and dispersion of Diesel sprays». *SAE Paper 960034*, vol. 105.412 (1996), págs. 82-111. DOI: 10.4271/960034 (*cit. pág. 101*).
- [22] Pastor, J. V., R. Payri, J. M. García-Oliver y F. J. Briceno. «Analysis of transient liquid and vapor phase penetration for diesel sprays under variable injection conditions». *Atomization and Sprays*, vol. 21.6 (2011), págs. 503-520. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2011003721 (*cit. pág. 101*).
- [23] Macian, V., R. Payri, A. García y M. Bardi. «Experimental Evaluation of the Best Approach for Diesel Spray Images Segmentation». *Experimental Techniques*, vol. 36.6 (2012), págs. 26-34. DOI: 10.1111/j.1747-1567.2011.00730.x (*cit. pág. 103*).

Capítulo 4

Metodología computacional

4.1. Introducción

Para la realización de la presente Tesis se ha utilizado el código de cálculo CONVERGE [1], debido a que está orientado a los tipos de simulaciones a realizar en los motores de combustión interna alternativos. Para ello incorpora una variedad de modelos de turbulencia, atomización, evaporación, combustión, etc. Además, presenta la ventaja de eliminar el tiempo asociado a la generación de la malla, generándose automáticamente una malla de tipo *octree* y adaptándose a las características del flujo mediante un algoritmo de *AMR* (*Adaptive mesh refinement*).

En este capítulo se describe la metodología de cálculo empleada con CONVERGE para la realización de las simulaciones y su optimización tanto para el flujo interno como para el chorro diésel. Para ello, en primer lugar se hace un breve repaso de las ecuaciones que describen el comportamiento de los fluidos (ecuaciones de Navier-Stokes).

En segundo lugar, se abordan los distintos fenómenos que han de ser modelados en las simulaciones, tales como atomización, evaporación, etc. Se describe el modelo de la turbulencia utilizado en primer lugar, debido a que es usado tanto en las simulaciones del flujo interno como en las del chorro diésel. Se prosigue, describiendo los modelos que aplican en exclusiva a la simulación del chorro diésel.

Para finalizar se aborda la descripción de las características propias de la malla generada automáticamente por CONVERGE y el algoritmo de mallado

empleado en el código.

4.2. Ecuaciones de Navier-Stokes

El comportamiento de los fluidos viene descrito por las ecuaciones de Navier-Stokes [2], que consisten básicamente en tres ecuaciones: ecuación de continuidad, ecuación de conservación del momento y ecuación de la energía. Para la resolución numérica se adaptan las ecuaciones al problema a estudiar, pudiendo simplificarse las ecuaciones al desprestigiar algunos términos.

4.2.1. Ecuación de continuidad

La ecuación de continuidad, también conocida como la ecuación de conservación de la masa se deriva fácilmente considerando la variación de masa en un espacio compacto fijo W , siendo ∂W la superficie de W :

$$\frac{d}{dt}m(W, t) = \frac{d}{dt} \int_W \rho(\mathbf{x}, t) dV = \int_W \frac{\partial \rho}{\partial t}(\mathbf{x}, t) dV \quad (4.1)$$

Esta variación ha de ser igual (excepto en el signo) al flujo másico que sale por la superficie ∂W :

$$\frac{d}{dt} \int_W \rho dV = - \int_{\partial W} \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \quad (4.2)$$

Usando el teorema de divergencia de Gauss:

$$\int_W \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \right] dV = 0 \quad (4.3)$$

Al tener que ser esta expresión válida para todo espacio compacto W , se puede obtener la siguiente expresión diferencial:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (4.4)$$

A esta ecuación se puede añadir un termino fuente (Ecuación 4.5), para considerar fuentes o sumideros de masa, como ocurre al simular el chorro diésel. Al producirse la evaporación de las gotas líquidas que se calculan mediante una aproximación lagrangiana, la masa y el momento de las partículas pasa a la fase gaseosa euleriana.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = S \quad (4.5)$$

4.2.2. Ecuación de conservación del momento

Basada en la segunda ley de Newton [3], al realizar un balance de fuerzas y operando de la misma forma que anteriormente se obtiene la ecuación de conservación del momento, la cual es propiamente la ecuación de Navier-Stokes. La cuestión principal al tratar con fluido viscosos es la definición del tensor de tensiones ($\boldsymbol{\sigma}$), el cual complementa el papel que juega la presión en fluidos no viscosos. De esta forma, por la segunda ley de Newton, el cambio de momento de un volumen comóvil con el fluido W_t es igual a las fuerzas que se ejercen sobre él:

$$\frac{d}{dt} \int_{W_t} \rho \mathbf{u} dV = - \int_{\partial W_t} (p \cdot \mathbf{n} - \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}) dS + S_{ext} \quad (4.6)$$

Donde S_{ext} hace referencia a las fuerzas externas a la fase euleriana, como puede ser la gravedad o la fuerza centrífuga (en sistemas de referencia rotatorios), etc. El tensor de tensiones se define después de una serie de suposiciones [2] de la siguiente manera:

$$\boldsymbol{\sigma} = 2\mu \left[\mathbf{S} - \frac{1}{3} (\nabla \mathbf{u} \cdot) \mathbf{I} \right] + \zeta (\nabla \mathbf{u} \cdot) \mathbf{I} \quad (4.7)$$

Donde μ es la viscosidad dinámica y ζ es la viscosidad dilatacional o volumétrica que normalmente se considera despreciable. Obteniendo finalmente la siguiente expresión diferencial:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{S} \quad (4.8)$$

4.2.3. Ecuación de conservación de la energía

Basada en el primer principio de la termodinámica [4], la ecuación de la conservación de la energía en la dinámica de fluidos viene dada por la siguiente expresión diferencial:

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \rho e) = -p \nabla \cdot \mathbf{u} + \sigma \nabla \mathbf{u} + \nabla \cdot (K \nabla T) + \nabla \cdot \left(\rho D \sum_m h_m \nabla \Upsilon_m \right) + S \quad (4.9)$$

donde e es la energía interna específica, D es el coeficiente de difusión másica, Υ_m es la fracción másica de la especie m , K es la conductividad térmica, h_m es la entalpía y S un término fuente.

Es importante resaltar, que, en algunos casos la ecuación de conservación de la energía no es tomada en cuenta para el cálculo. Por ejemplo, en esta tesis para la simulación del flujo interno de inyectores diésel se ha utilizado la hipótesis de que no existen variaciones de temperatura durante el proceso de inyección, y por tanto, no ha sido necesaria la resolución de esta ecuación.

4.3. Modelado de la turbulencia

En la presente tesis se ha utilizado el modelo RNG k - ϵ desarrollado por Yakhot et al. [5, 6] usando el método de renormalización de grupos (*Renormalization Group*, RNG). Este modelo pertenece a la familia de técnicas *RANS* (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) que resuelven las ecuaciones de Navier-Stokes para el flujo promedio y modela las fluctuaciones. A diferencia del modelo k - ϵ estándar, el cual considera que la viscosidad turbulenta está determinada por una única escala de longitud turbulenta, y por tanto, la difusión turbulenta es la que ocurre sólo a esa escala, a técnica de RNG es usada para derivar un modelo turbulento similar al k - ϵ , pero considerando las diferentes escalas del fluido. De esta forma, el modelo es capaz de adaptarse bien a diferentes valores del número de Reynolds, tanto bajos como altos, motivo por el cuál se ha elegido para las simulaciones. El RNG k - ϵ es un modelo de viscosidad turbulenta lineal, es decir, los términos modelados tienen una ley constitutiva lineal, de la siguiente forma:

$$\tau = -\overline{\rho \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}'} = 2\mu_t \mathbf{S} - \frac{2}{3}(\rho k + \mu_t \nabla \tilde{\mathbf{u}}) \quad (4.10)$$

Siendo \bar{x} el promedio de la variable x y \tilde{x} el promedio de Favre de la variable x , k la energía cinética turbulenta, ϵ la disipación de energía cinética turbulenta y μ_t la viscosidad turbulenta que es calculada mediante la expresión:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4.11)$$

donde C_μ es una constante del modelo. Las ecuaciones de evolución de la energía cinética turbulenta (k) y la de disipación de energía turbulenta (ϵ) son:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{u}) = \tau \cdot \nabla \mathbf{u} + \nabla \cdot \left(\frac{\mu}{\sigma_k} \nabla k \right) - \rho \epsilon + S \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \epsilon \mathbf{u}) = & \nabla \cdot \left(\frac{\mu}{\sigma_\epsilon} \nabla \epsilon \right) + C_{\epsilon 3} \rho \epsilon \nabla \cdot \mathbf{u} \\ & + [C_{\epsilon 1} \tau \cdot (\nabla \mathbf{u}) - C_{\epsilon 2} \rho \epsilon + c_s S_s] \frac{\epsilon}{k} \\ & - \rho R \frac{\epsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$R = \frac{C_\mu \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right)}{1 + \beta \eta^3} \quad (4.14)$$

En estas ecuaciones se utilizan diversas constantes: C_μ , $C_{\epsilon 1}$, $C_{\epsilon 2}$, $C_{\epsilon 3}$, σ_k , σ_ϵ , η_0 , β y c_s . Mediante el uso de la técnica RNG se derivan los valores de todas las constantes que aparecen en las ecuaciones de energía cinética turbulenta y de disipación de energía turbulenta a excepción de la constante c_s que depende de como se modela el término fuente (este parámetro se usa para el modelado del chorro) y la constante β que es obtenida buscando la ley de pared logarítmica de la velocidad en la capa interior obtenida por von Kármán [7]:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \quad (4.15)$$

siendo $\kappa = 0,41$ la constante de von Kármán [8]. Aunque como observa Foken [9] en su recopilación, variaciones significativas han sido medidas históricamente con valores entre 0,35 y 0,42. Estos valores conllevan un valor para β de 0,0176 y de 0,00449 respectivamente. Para los estudios numéricos se toma de forma generalizada el valor de $\beta = 0,012$ obtenido por Yakhot et al. [5] correspondiente a un valor de $\kappa \approx 0,40$.

En la Tabla 4.1 se muestran los valores de las constantes derivados por Yakhot et al. [5].

4.4. Modelado del chorro

En la presente tesis se ha usado una aproximación Euleriana-Lagrangiana (ver Sección §2.4.5) mediante un modelo *DDM* (*Discrete Droplets Model*) para la simulación del chorro diésel. En esta sección se muestran los distintos modelos utilizados. Tal como se muestra en la Figura 4.1 hay diversos procesos físicos que hay que tener en cuenta y modelarlos correctamente: movimiento de las gotas, modelo de atomización primaria y secundaria, modelo de coalescencia de gotas, modelo de evaporación, etc.

Constante	Valor
C_μ	0.0845
$C_{\epsilon 1}$	1.42
$C_{\epsilon 2}$	1.68
$C_{\epsilon 3}$	-1.0
$1/\sigma_k$	1.39
$1/\sigma_\epsilon$	1.39
η_0	4.38
β	0.012

Tabla 4.1: Valores de las constantes derivadas por Yakhot et al. [5].

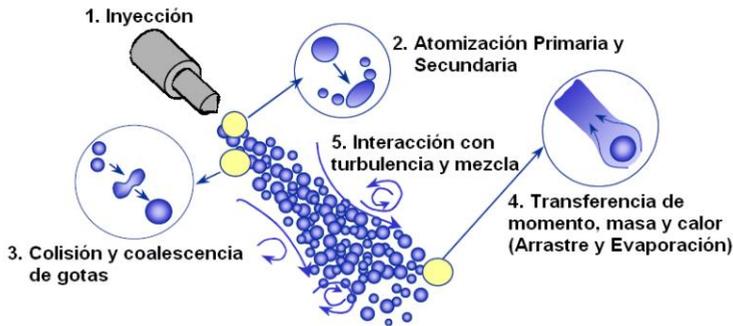


Figura 4.1: Representación gráfica de los procesos físicos que se modelan en el chorro [10].

4.4.1. Ecuación de movimiento de las gotas

La ecuación de movimiento de las gotas (Ecuación 4.16) se basa en la segunda ley de Newton, consistente en modelar la fuerza de arrastre experimentada por las gotas.

$$\mathbf{F}_{gotas} = \rho_l V \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{F}_{arrastré} + \mathbf{F}_g = C_D A \frac{\rho_g |\mathbf{U}|}{2} \mathbf{U} + \rho_l V \mathbf{g} \quad (4.16)$$

Siendo ρ_l la densidad de la gota, ρ_g la densidad del gas ambiente, V el volumen de la gota, $A = \pi r^2$ el área efectiva de la gota, C_D el coeficiente de arrastre, \mathbf{g} el campo gravitatorio y \mathbf{U} la velocidad relativa entre la gota y el gas que la rodea.

El coeficiente de arrastre se puede suponer igual al de una gota esférica [11], en cuyo caso viene dado por la siguiente expresión:

$$C_{D,esferica} = \begin{cases} 0,424 & \text{Si } Re > 1000 \\ \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{1}{6}Re^{2/3}\right) & \text{Si } Re \leq 1000 \end{cases} \quad (4.17)$$

Sin embargo, al moverse una gota a través de un gas puede sufrir deformaciones (en el caso más extremo adoptando la forma de un disco) y afectar al coeficiente de arrastre, el cual tiene una gran dependencia con la forma de la gota. Por ello, una opción es usar un coeficiente de arrastre dinámico que varía linealmente entre el coeficiente de arrastre de una esfera y el de un disco [11]:

$$C_D = C_{D,esferica} (1 + 2,632y) \quad (4.18)$$

Donde y es una medida de la distorsión de la gota. Cuando no hay distorsión, $y = 0$, el coeficiente de arrastre es el de una esfera. Cuando hay máxima distorsión, $y = 1$, el coeficiente de arrastre se corresponde al obtenido para un disco. Para el cálculo de y se usa el modelo *TAB* de O'Rourke y Amsden [12], el cual se basa en la analogía de Taylor entre una gota deformada oscilante y un oscilador armónico forzado. La Ecuación 4.19 muestra la ecuación de un oscilador armónico forzado.

$$F - kx - d\dot{x} = m\ddot{x} \quad (4.19)$$

La analogía se basa en relacionar la fuerza externa con la fuerza aerodinámica, la fuerza restauradora con la ejercida por la tensión superficial del líquido y la fuerza amortiguadora con la viscosidad del líquido de la siguiente manera:

$$\frac{F}{m} = C_F \frac{\rho_g |\mathbf{U}|^2}{\rho_l r_0} \quad (4.20)$$

$$\frac{k}{m} = C_k \frac{\sigma}{\rho_l r_0^3} \quad (4.21)$$

$$\frac{d}{m} = C_d \frac{\mu_l}{\rho_l r_0^2} \quad (4.22)$$

Además se usa una cuarta ecuación extra para adimensionalizar la distorsión:

$$y = \frac{x}{C_b r_0} \quad (4.23)$$

Los valores de estas cuatro constantes ($C_F = 1/3$, $C_k = 8$, $C_d = 5$ y $C_b = 1/2$) fueron determinados por O'Rourke y Amsden [12] mediante ensayos experimentales. La ecuación final que resuelve el código de cálculo CONVERGE para calcular la distorsión de cada gota es:

$$\ddot{y} = \frac{C_F \rho_g |\mathbf{U}|^2}{C_b \rho_l r_0^2} - \frac{C_k \sigma}{\rho_l r_0^3} y - \frac{C_d \mu_l}{\rho_l r_0^2} \dot{y} \quad (4.24)$$

Esta ecuación se resuelve numéricamente. Sólo en algunos casos concretos, como en el de velocidad relativa constante, se puede resolver analíticamente, obteniéndose la Ecuación 4.25.

$$y(t) = We_c + e^{-\frac{t}{t_d}} \left[(y - We_c) \cos(\omega t) + \frac{1}{\omega} \left(\dot{y}(0) + \frac{y(0) - We_c}{t_d} \right) \sin(\omega t) \right] \quad (4.25)$$

Estando definidos We_c , t_d y ω de la siguiente manera:

$$We_c = \frac{C_F \rho_g |\mathbf{U}|^2 r_0}{C_k C_b \sigma} \quad (4.26)$$

$$t_d = \frac{2 \rho_l r_0^2}{C_d \mu_l} \quad (4.27)$$

$$\omega^2 = C_k \frac{\sigma}{\rho_l r_0^3} - \frac{1}{t_d} \quad (4.28)$$

4.4.2. Modelos de atomización

En esta sección se detallan los modelos de atomización que se han utilizado en la presente tesis: el modelo de Kelvin-Helmholtz (KH) y el modelo de Rayleigh-Taylor (RT).

Modelo de Kelvin-Helmholtz

El modelo de Kelvin-Helmholtz (KH), también llamado modelo *Wave*, está basado en el análisis de la estabilidad de un chorro viscoso cilíndrico sometido a una perturbación infinitesimal [13]. Para ello, introduce una perturbación infinitesimal y resuelve las ecuaciones de conservación de continuidad y momento, obteniendo unos perfiles de velocidad y presión oscilantes. El punto central del cálculo es la obtención de una relación de dispersión (relación entre la longitud de onda, $\lambda_{KH} = 2\pi/k_{KH}$, y la tasa de crecimiento de la perturbación, ω_{KH}). En la Ecuación 4.29 se muestra esta relación, siendo I_i la función de Bessel modificada de primera especie de índice i , K_i las de segunda especie y $L = k_{KH}^2 + \omega_{KH}/\nu_l$.

$$\begin{aligned} \omega_{KH}^2 + 2\nu_l k_{KH}^2 \omega_{KH} \left[\frac{I_1'(k_{KH}r_0)}{I_0(k_{KH}r_0)} - \frac{2k_{KH}L}{k_{KH}^2 + L^2} \frac{I_1(k_{KH}r_0)}{I_0(k_{KH}r_0)} \frac{I_1'(Lr_0)}{I_1(Lr_0)} \right] = \\ + \frac{\sigma k_{KH}}{\rho_l r_0^2} (1 - k_{KH}^2 r_0^2) \left[\frac{L^2 - r_0^2}{L^2 + r_0^2} \right] \frac{I_1(k_{KH}r_0)}{I_0(k_{KH}r_0)} \quad (4.29) \\ + \frac{\rho_g}{\rho_l} \left(U - i \frac{\omega_{KH}}{k_{KH}} \right)^2 \left(\frac{L^2 - r_0^2}{L^2 + r_0^2} \frac{I_1(k_{KH}r_0)}{I_0(k_{KH}r_0)} \frac{K_0(k_{KH}r_0)}{K_1(k_{KH}r_0)} \right) \end{aligned}$$

En este modelo se supone que la rotura se produce por la onda más inestable, i.e. la de máxima tasa de crecimiento. La Ecuación 4.29 relaciona la tasa de crecimiento y la longitud de onda mediante funciones especiales y expresiones altamente correlacionadas, imposibilitando una resolución analítica. Por ello Reitz y Bracco [13] resolvieron la ecuación de forma numérica mediante el ajuste de curvas; obteniendo para la máxima tasa de crecimiento, Ω_{KH} , y su correspondiente longitud de onda, Λ_{KH} , las siguientes expresiones respectivamente:

$$\Omega_{KH} \left[\frac{\rho_l r_0^3}{\sigma} \right]^{0,5} = \frac{0,34 + 0,38 We_g^{1,5}}{(1 + Z_l)(1 + 1,4T^{0,6})} \quad (4.30)$$

$$\frac{\Lambda_{KH}}{r_0} = 9,02 \frac{(1 + 0,45Z_l)^{0,5} (1 + 0,4T^{0,7})}{(1 + 0,8We_g^{1,67})^{0,6}} \quad (4.31)$$

Siendo $We_g = \rho_g U^2 r_0 / \sigma$ el número de Weber para el gas, $We_l = \rho_l U^2 r_0 / \sigma$ el número de Weber para el líquido, $Re_l = U r_0 / \nu_l$ el número de Reynolds, $Z_l = \sqrt{We_l} / Re_l$ el número de Ohnesorge y $T = Z_l \sqrt{We_g}$ el número de Taylor.

El tamaño de las gotas formadas a partir de este modelo se supone proporcional a la longitud de onda, Λ_{KH} :

$$r = B_0 \Lambda_{KH} \quad (4.32)$$

A las nuevas gotas generadas por este mecanismo se les asigna una velocidad normal:

$$v_n = C_1 \Lambda_{KH} \Omega_{KH} \quad (4.33)$$

y un tiempo característico de la perturbación:

$$\tau_{KH} = \frac{3,726 B_1 r_0}{\Lambda_{KH} \Omega_{KH}} \quad (4.34)$$

En total, el modelo de Kelvin-Helmholtz consta de tres constantes: constante de tamaño, B_0 , constante de tiempo, B_1 , y constante de velocidad, C_1 .

Modelo de Rayleigh-Taylor

En el modelo de Rayleigh-Taylor la atomización se produce debido a las ondas inestables de Rayleigh-Taylor que ocurren debido a la rápida desaceleración (a) que sufren las gotas debida a la fuerza de arrastre (ver Figura 4.2). En CONVERGE [1] se emplea el modelo considerando el efecto de la viscosidad [14]. En este caso la relación de dispersión viene dada por la siguiente expresión:

$$\omega_{RT} = -k_{RT} \left(\frac{\mu_l + \mu_g}{\rho_l + \rho_g} \right) + \sqrt{k_{RT} \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l + \rho_g} \right) a - \frac{k_{RT}^3 \sigma}{\rho_l + \rho_g} + k_{RT}^4 \left(\frac{\mu_l + \mu_g}{\rho_l + \rho_g} \right)^2} \quad (4.35)$$

La máxima tasa de crecimiento, Ω_{RT} , y su correspondiente longitud de onda, Λ_{RT} , no se puede resolver de forma analítica a partir de la ecuación anterior de forma general. Por ello, su resolución se realiza en el código mediante el método de bisección. En el caso concreto en el que no se consideran los términos de viscosidad, i.e. son despreciables, la resolución analítica de Ω_{RT} y Λ_{RT} es posible [15] y otorga las siguientes relaciones:

$$\Lambda_{RT} = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{a(\rho_l - \rho_g)}} \quad (4.36)$$

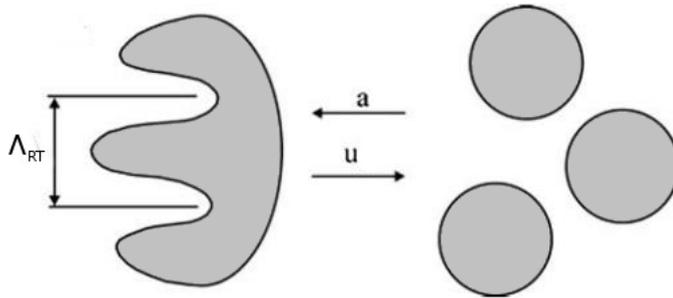


Figura 4.2: Esquema representativo de la rotura de las gotas por el modelo de Rayleigh-Taylor.

$$\Omega_{RT} = \sqrt{\frac{2}{3\sqrt{3}\sigma} \frac{[a(\rho_l - \rho_g)]^{3/2}}{\rho_l + \rho_g}} \quad (4.37)$$

En el modelo de Rayleigh-Taylor se añaden dos constantes: la constante de tamaño, C_{RT} y la constante de tiempo, C_I . Estas constantes aparecen respectivamente en las ecuaciones que modelan el radio de las de las gotas formadas (Ecuación 4.38) y el tiempo característico, τ_{RT} , (Ecuación 4.39).

$$r = C_{RT}\Lambda_{RT} \quad (4.38)$$

$$\tau_{RT} = \frac{C_I}{\Omega_{RT}} \quad (4.39)$$

Modelo KH-RT

El modelo KH-RT es la combinación de los modelos anteriores. Tal como se muestra en la Figura 4.3, inicialmente sólo se produce atomización por el mecanismo (modelo) de Kelvin-Helmholtz durante una distancia L_b (Ecuación 4.40), a partir de la cual actúan ambos modelos. El código primero comprueba si el mecanismo de Rayleigh-Taylor es capaz de romper la gota, en caso negativo, a continuación se comprueba si el mecanismo de Kelvin-Helmholtz puede ser el responsable de la rotura.

La distancia, L_b viene dada por la Ecuación 4.40

$$L_b = C_{bl} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} d_0 \quad (4.40)$$

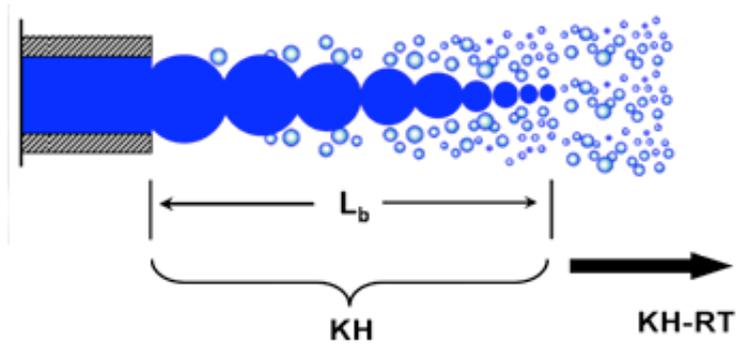


Figura 4.3: Esquema representativo de la rotura de las gotas por el modelo de KH-RT.

apareciendo en este modelo una constante adicional, C_{bl} , que modula la magnitud de la longitud L_b .

4.4.3. Modelos de colisión y coalescencia

De la colisión entre dos gotas, pueden resultar diferentes situaciones [16]: rebote, coalescencia permanente, coalescencia temporal (con separación extensiva o reflexiva). La colisión se caracteriza mediante tres números adimensionales: el número de Weber de colisión, We_{col} , el parámetro de impacto, b y la relación de tamaño de las gotas, r_1/r_2 .

Modelo de O'Rourke

El modelo de O'Rourke [17], con vistas a reducir el coste computacional, usa una estimación estocástica y supone que las *parcels*, i.e. los conjuntos de gotas con las mismas propiedades (tamaño, velocidad, etc.), pueden colisionar sólo si están localizadas en la misma celda de la malla. La *parcel* que contiene gotas de una mayor diámetro se llama «collector», y sus propiedades se representarán con el subíndice 1, mientras que el subíndice 2 se usa para la *parcel* con un menor diámetro.

La frecuencia de las colisiones viene dada por la Ecuación 4.41 [17].

$$\nu_{col} = \frac{N_2 \pi (r_1 + r_2)^2 V_{12}}{\forall} \quad (4.41)$$

Siendo N_2 el número de gotas de la *parcel* 2, $V_{12} = |u_1 - u_2|$ la velocidad relativa entre las *parcels* y \forall el volumen de la celda que incluye a ambas *parcels*.

En el modelo se supone que la probabilidad de que ocurran n colisiones entre las gotas en un intervalo de tiempo Δt viene dada por una distribución de Poisson (Ecuación 4.42), siendo \bar{n} el valor medio de colisiones (Ecuación 4.43).

$$P_n = e^{-\bar{n}} \frac{\bar{n}^n}{n!} \quad (4.42)$$

$$\bar{n} = \nu_{col} \Delta t = \frac{N_2 \pi (r_1 + r_2)^2 V_{12}}{V} \Delta t \quad (4.43)$$

La probabilidad de que no ocurran colisiones viene dada por:

$$P_0 = e^{-\bar{n}} \quad (4.44)$$

En el código, para determinar si ocurre la colisión se genera un número aleatorio entre cero y uno mediante una distribución uniforme. Si el valor del número aleatorio es mayor que P_0 , ocurre la colisión, si por contra, es menor que P_0 , no ocurre la colisión.

El siguiente paso, cuando ocurre la colisión, es determinar los resultados de la misma. Para ello, se calcula un parámetro de impacto de la siguiente manera:

$$b_{crit} = (r_1 + r_2) \min \left(1, 0, \frac{2,4f}{We_{col}} \right) \quad (4.45)$$

Siendo calculada la variable f mediante la siguiente expresión:

$$f = \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^3 - 2,4 \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 + 2,7 \left(\frac{r_1}{r_2} \right) \quad (4.46)$$

El parámetro de impacto, b , es calculado mediante la generación de un número aleatorio entre cero y uno, Υ , tal como se muestra a continuación:

$$b = (r_1 + r_2) \sqrt{\Upsilon} \quad (4.47)$$

En el modelo se supone que se produce coalescencia si $b < b_{crit}$, si no, se produciría un rebote. Este modelo se puede complementar con el submodelo de

Post y Abraham [18], donde se introduce un nuevo parámetro para cuantificar el rebote:

$$We_{rebote} = \frac{\frac{r_1}{r_2} \left(1 + \frac{r_1^2}{r_2^2}\right) \left(4 \cdot 3,35 \left(\frac{\rho_a}{1,16 \text{ kg/m}^3}\right)^{2/3} - 12\right)}{\chi_1(\tau) [\cos \arcsin(B)]^2} \quad (4.48)$$

Siendo $B = b/(r_1 + r_2)$, $\tau = (1 - B)/(1 + r_1/r_2)$ y finalmente la función $\chi_1(\tau)$ se encuentra definida de la siguiente manera:

$$\chi_1(\tau) = \begin{cases} 1 - 0,25(1 - \tau)^2(1 + \tau) & \text{Si } \tau > 1 \\ 0,25\tau^2(3 - \tau) & \text{Si } \tau \leq 1 \end{cases} \quad (4.49)$$

Con este submodelo, se produce rebote si $2We_{col} < We_{rebote}$. Si $2We_{col} \geq We_{rebote}$ se puede producir coalescencia permanente, o coalescencia temporal (con separación extensiva o reflexiva). En este caso si $b > b_{crit}$ se puede producir coalescencia con separación extensiva. La coalescencia con separación reflexiva se puede producir si [19]:

$$2We_{col} > 3 \left[7 \left(1 + \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^3\right)^{2/3} - 4 \left(1 + \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2\right) \right] \frac{\left(\frac{r_1}{r_2}\right) \left(1 + \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^3\right)^2}{\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^6 \eta_1 + \eta_2} \quad (4.50)$$

Estando definidas η_1 y η_2 de la siguiente forma:

$$\eta_1 = 2(1 - \xi)^2(1 - \xi^2)^{1/2} - 1 \quad (4.51)$$

$$\eta_2 = 2 \left(\frac{r_1}{r_2} - \xi\right)^2 \left(\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 - \xi^2\right)^{1/2} - \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^3 \quad (4.52)$$

Siendo $\xi = 0,5(1 + r_1/r_2)$. En caso de que no se pueda producir coalescencia con separación extensiva o reflexiva, la coalescencia permanente es la que tiene lugar.

Modelo NTC

El modelo NTC (*No Time Counter*) de Schmidt y Rutland [20] en ciertas ocasiones puede ser más rápido que el de O'Rourke al presentar una dependencia lineal con el número de *parcels*.

Siendo $\sigma_{ij} = \pi(r_i + r_j)^2$ la sección eficaz, la suma de las probabilidades de todas las posibles colisiones viene dada por la siguiente expresión:

$$M_{coll} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N_p} q_i \sum_{j=1}^{N_p} q_j \frac{V_{ij} \sigma_{ij} \Delta t}{\mathcal{V}} \quad (4.53)$$

Donde N_p es el número de *parcels* de las celda y q_i el número de gotas de la *parcel* i . Este sumatorio tiene una dependencia cuadrática (N_p^2). Antes de continuar con el muestreo aleatorio para obtener la dependencia lineal se reordena la expresión anterior sacando un factor común del sumatorio:

$$M_{coll} = \frac{(qV\sigma)_{max} \Delta t}{2\mathcal{V}} \sum_{i=1}^{N_p} q_i \sum_{j=1}^{N_p} q_j \frac{V_{ij} \sigma_{ij}}{(qV\sigma)_{max}} \quad (4.54)$$

Si se toma una muestra representativa de la población total, se tiene que cumplir la siguiente característica:

$$\sum_{i=1}^{aN_p} x_i = a \sum_{i=1}^{N_p} x_i \quad (4.55)$$

siendo $a < 1$ y x cualquier propiedad de las *parcels*. Si se fija el valor de a de la siguiente manera:

$$a^2 = \frac{(qV\sigma)_{max} \Delta t}{2\mathcal{V}} \quad (4.56)$$

la Ecuación 4.54 se puede reescribir de la siguiente forma:

$$M_{coll} = \sum_{i=1}^{N_p \sqrt{\frac{(qV\sigma)_{max} \Delta t}{2\mathcal{V}}}} q_i \sum_{j=1}^{N_p \sqrt{\frac{(qV\sigma)_{max} \Delta t}{2\mathcal{V}}}} q_j \frac{V_{ij} \sigma_{ij}}{(qV\sigma)_{max}} \quad (4.57)$$

Definiendo $M_{cand} = N_p^2 a^2$ como el número de parejas de posibles candidatos a colisión, la notación se simplifica:

$$M_{coll} = \sum_{i=1}^{\sqrt{M_{cand}}} q_i \sum_{j=1}^{\sqrt{M_{cand}}} q_j \frac{V_{ij} \sigma_{ij}}{(qV\sigma)_{max}} \quad (4.58)$$

De esta manera la evaluación del sumatorio depende de forma lineal con M_{cand} , el cual depende de forma lineal de N_p al tener q una dependencia con $1/N_p$.

Las parejas de posibles candidatos a colisión son seleccionadas con reemplazamiento, de este modo pueden ocurrir múltiples colisiones entre las *parcels*, lo cual es útil para una descripción precisa al usar intervalos temporales grandes en chorros densos.

Una vez una pareja de *parcels* es seleccionada, se genera un número aleatorio (r) entre 0 y 1 para determinar si se produce la colisión o no, produciéndose ésta, cuando se cumpla la siguiente condición:

$$r < \frac{\text{máx}(q_i, q_j)V_{ij}\sigma_{ij}}{(qV\sigma)_{max}} \quad (4.59)$$

4.4.4. Modelos de evaporación

En esta sección se describen las distintas correlaciones utilizadas a lo largo de la presente tesis para evaluar la evaporación de las gotas líquidas.

Correlación de Frössling

La correlación de Frössling [21, 22], determina el cambio temporal en el tamaño de las gotas (debido a la evaporación) con la siguiente expresión:

$$\frac{dr_0}{dt} = -\frac{\rho_g D}{2\rho_l r_0} B Sh \quad (4.60)$$

siendo D la difusividad másica del líquido saturado,

$$B = \frac{\Upsilon_1^* - \Upsilon_1}{1 - \Upsilon_1^*} \quad (4.61)$$

donde Υ_1 es la fracción másica de vapor y Sh el número de Sherwood, dado por la siguiente expresión:

$$Sh = \left(2,0 + 0,6Re^{1/2}Sc^{1/3}\right) \frac{\ln(1+B)}{B} \quad (4.62)$$

Siendo $Sc = \mu_{gas}/(\rho_{gas}D)$ el número de Schmidt. Las propiedades físicas para el cálculo de los números de Reynolds y el de Schmidt se calculan a una

temperatura función de la temperatura de las gotas y de la temperatura del gas que la rodea y viene dada por:

$$\hat{T} = \frac{T_{gas} + 2T_{gota}}{3} \quad (4.63)$$

Estando la variación de la difusividad con la temperatura representada por la siguiente expresión donde D_0 es la difusividad a $273K$ y n_0 el exponente que determina su variación con la temperatura:

$$\rho_{gas}D = 1,293D_0 \left(\frac{\hat{T}}{273} \right)^{n_0-1} \quad (4.64)$$

El cálculo de la fracción másica saturada, Υ_1^* , se realiza mediante la siguiente expresión:

$$\Upsilon_1^* = \frac{M_{C_nH_{2m}}}{M_{C_nH_{2m}} + M_{gas,s} \left(\frac{p_{gas}}{p_v} - 1 \right)} \quad (4.65)$$

siendo $M_{C_nH_{2m}}$ el peso molecular del hidrocarburo C_nH_{2m} que se está evaporando, y $M_{gas,s}$ el peso molecular del gas sin incluir el vapor de los líquidos que se están evaporando.

Correlación de Chiang

En la correlación de Chiang [23], el cambio temporal en el tamaño de las gotas (debido a la evaporación) se determina de forma similar a la anterior:

$$\frac{dr_0}{dt} = -\frac{\rho_g D}{2\rho_l r_0} BSh (\Upsilon_1^* - \Upsilon_1) \quad (4.66)$$

Pero la correlación para el número de Sherwood viene dada por la siguiente expresión:

$$Sh = 1,224 (1 + B)^{-0,568} Re^{0,365} Sc^{0,492} \quad (4.67)$$

4.4.5. Modelos de dispersión turbulenta

El modelado de la dispersión turbulenta de las gotas, se basa en el término fuente, S_s , de la ecuación de disipación de la energía cinética turbulenta (Ecuación 4.13). Este término tiene en cuenta la reducción de energía cinética

turbulenta debida al trabajo realizado por los vórtices turbulentos en dispersar las gotas líquidas del chorro. Se modela con la siguiente ecuación:

$$S_s = - \frac{\sum_p N_p \left(F'_{drag,i} u'_i \right)_p}{V} \quad (4.68)$$

actuando el sumatorio sobre todas las *parcels* de la celda, N_p el número de gotas de la *parcel*, V el volumen de la celda y:

$$F'_{drag,i} = \frac{F_{drag,i}}{u_i + u'_i - v_i} u'_i \quad (4.69)$$

con u_i la velocidad del gas de la celda i , u'_i la velocidad turbulenta del gas de la celda i y v_i la velocidad de la gotas.

Modelo de O'Rourke

En el modelo de O'Rourke [24] se supone que cada una de las tres componentes de u'_i sigue una distribución gaussiana dada por:

$$G(u'_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(u'_i)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.70)$$

siendo la varianza definida mediante la siguiente expresión:

$$\sigma^2 = \frac{2}{3}k \quad (4.71)$$

La función de distribución acumulada viene dada por la función error:

$$\tilde{G}(u'_i) = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{u'_i}{\sqrt{2\sigma^2}} \right) \right) = \operatorname{erf}(\zeta) \quad (4.72)$$

Cuando un nuevo valor de u'_i es requerido para el cálculo, se usa el método de la transformada inversa [25]: se genera un número aleatorio (mediante una distribución uniforme) entre 0 y 1 ($\Upsilon\Upsilon$) como representante de la distribución \tilde{G} y el valor de ζ es calculado numéricamente mediante el método de Newton.

En CONVERGE [1] el cálculo de u'_i se produce cada cierto tiempo t_d , llamado tiempo de correlación turbulento, que se corresponde con el mínimo

entre el tiempo para que se rompa un vórtice turbulento y el tiempo que tarda una gota en atravesar un vórtice turbulento:

$$t_d = \min \left(\frac{k}{\epsilon}, c_{ps} \frac{k^{3/2}}{\epsilon} \frac{1}{|u_i + u'_i - v|} \right) \quad (4.73)$$

Siendo c_{ps} una constante empírica.

Modelo TKE

Este modelo [1] es similar al anterior, pero con la diferencia que las tres componentes u'_i no son calculadas de forma independiente, sino de que se exige que cumplan la siguiente condición:

$$|u'_i| = \sqrt{2k} \quad (4.74)$$

El cálculo del tiempo de correlación turbulento es idéntico al del modelo de O'Rourke.

4.5. Refinamiento adaptativo de la malla

La malla en el código en CONVERGE [1] se genera durante la ejecución de la simulación, eliminando de esta forma la gran cantidad de tiempo invertida en otros códigos en la generación de la malla. Para ello, se usa una estructura de la malla en *octree*, es decir, celdas en forma cúbica con múltiples niveles, definiéndose un tamaño base, dx_{base} , que corresponde a las celdas más grandes (las de nivel cero). Cada celda cúbica de nivel i puede ser dividida en ocho celdas de nivel $i + 1$ dividiendo por la mitad cada eje la celda, siendo por tanto el tamaño de las celdas del nivel $i + 1$ el siguiente:

$$dx_{\text{nivel } i+1} = \frac{dx_{\text{nivel } i}}{2} = \frac{dx_{base}}{2^{i+1}} \quad (4.75)$$

Además, las celdas que intersectan con superficies se encuentran ligeramente cortadas, permitiendo el tratamiento de superficies complejas (ver Figura 4.4).

Además, la particularidad más importante del código CONVERGE es la incorporación de refinamiento adaptativo de la malla (*AMR, Adaptive Mesh Refinement*) para refinar automáticamente la misma en función de las condiciones dinámicas de variables físicas, como la temperatura y la velocidad.

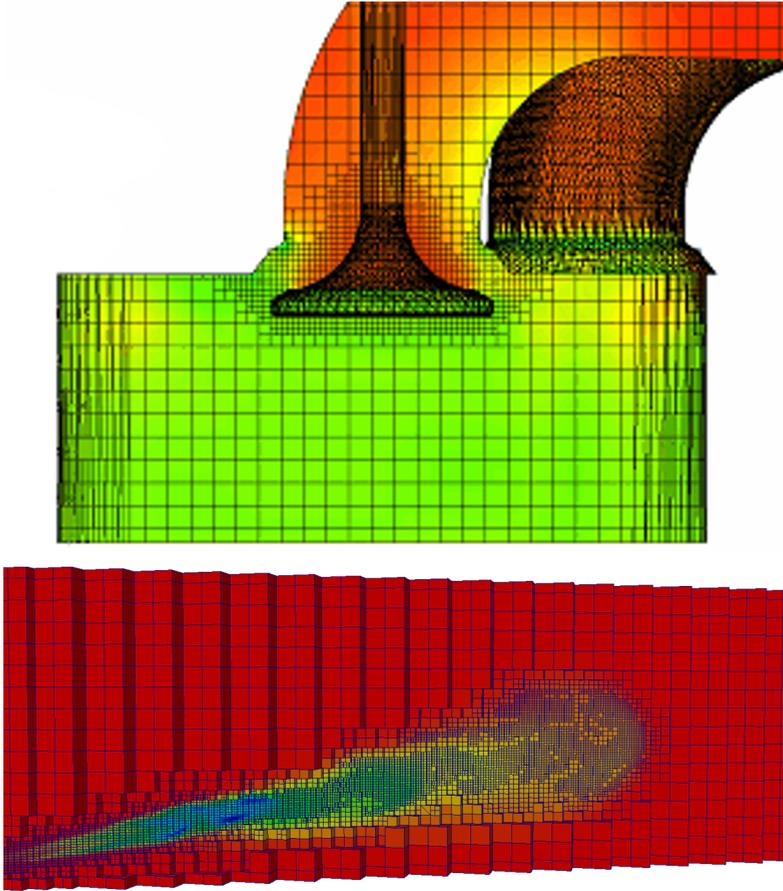


Figura 4.4: Ejemplo de malla en CONVERGE en una válvula de admisión [1] y de un chorro diésel.

Esta función permite el uso de mallas altamente refinadas localmente donde las condiciones físicas lo requieren en cada instante temporal, ahorrando tiempo computacional frente al caso de una malla refinada de manera homogénea globalmente.

De forma ideal, un buen algoritmo de *AMR* aumenta la resolución de la malla en aquellas zonas donde el flujo se resuelve peor (i.e. el campo de *sub-grid* es mayor). El valor del *sub-grid* de un parámetro ϕ , al que llamaremos

ϕ' , bajo ciertas condiciones [26], se puede expresar mediante la siguiente serie:

$$\phi' = -\alpha_{[k]} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_k \partial x_k} + \frac{1}{2!} \alpha_{[k]} \alpha_{[l]} \frac{\partial^4 \phi}{\partial x_k \partial x_k \partial x_l \partial x_l} - \frac{1}{3!} \alpha_{[k]} \alpha_{[l]} \alpha_{[m]} \frac{\partial^6 \phi}{\partial x_k \partial x_k \partial x_l \partial x_l \partial x_m \partial x_m} + \dots \quad (4.76)$$

siendo $\alpha_{[k]} = dx_k^2/24$, para el caso de celdas rectangulares. Debido a que el cálculo numérico de la serie completa no es posible, se aproxima el valor del *sub-grid* al primer término:

$$\phi' \approx -\alpha_{[k]} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_k \partial x_k} \quad (4.77)$$

Con esta definición, las celdas se refinan cuando el valor del *sub-grid* es superior al valor especificado por el usuario y se vuelven a unir celdas cuando el valor desciende por debajo de la quinta parte de dicho valor. Hay que notar que aunque aparece una derivada parcial segunda, el coeficiente $\alpha_{[k]}$ tiene unidades de longitud al cuadrado, siendo las unidades de ϕ' las mismas que las de ϕ .

Los parámetros físicos del código en los que es posible basar el *AMR* son: la velocidad, la temperatura y la concentración másica. Asimismo, se puede especificar un número máximo y mínimo de celdas para el algoritmo de *AMR*, de esta manera, si el número de celdas es inferior al mínimo, el código refina la malla para reducir el *sub-grid* aunque no se supere el valor establecido, y si se alcanza el número de celdas máximo el código refina en aquellas zonas donde el *sub-grid* fuese mayor y reduciendo el número de celdas donde fuese menor.

Referencias

- [1] Convergent Science, I. *CONVERGE v2.2.0 Theory Manual*. 2014 (*cit. págs. 107, 116, 124-126*).
- [2] Chorin, A. J. y J. E. Marsden. *A Mathematical Introduction to Fluid Mechanics*. Vol. 4. Texts in Applied Mathematics. New York, NY: Springer New York, 1993. DOI: 10.1007/978-1-4612-0883-9 (*cit. págs. 108, 109*).
- [3] Newton, I. *Philosophiæ naturalis principia mathematica*. London, 1687 (*cit. pág. 109*).

- [4] Clausius, R. «Über die bewegende Kraft der Wärme und die Gesetze, welche sich daraus für die Wärmelehre selbst ableiten lassen». *Annalen der Physik und Chemie*, vol. 155.3 (1850), págs. 368-397. DOI: 10.1002/andp.18501550306 (*cit. pág. 109*).
- [5] Yakhot, V., S. Thangam, T. B. Gatski, S. A. Orszag y C. G. Speziale. «Nia 91-10664» (1991) (*cit. págs. 110-112*).
- [6] Yakhot, V. y S. A. Orszag. «Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory». *Journal of Scientific Computing*, vol. 1.1 (1986), págs. 3-51. DOI: 10.1007/BF01061452 (*cit. pág. 110*).
- [7] Von Kármán, T. *Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz*. Sonderdrucke aus den Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen : Mathematisch-physische Klasse. Weidmannsche Buchh., 1930 (*cit. pág. 111*).
- [8] Pope, S. *Turbulent Flows*. sixth. Cambridge University Press, 2009 (*cit. pág. 111*).
- [9] Foken, T. «50 Years of the Monin–Obukhov Similarity Theory». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 119.3 (2006), págs. 431-447. DOI: 10.1007/s10546-006-9048-6 (*cit. pág. 111*).
- [10] Lippert, A. M., S. Chang, S. Are y D. P. Schmidt. «Mesh Independence and Adaptive Mesh Refinement For Advanced Engine Spray Simulations». 2005. DOI: 10.4271/2005-01-0207 (*cit. pág. 112*).
- [11] Liu, A. B., D. Mather y R. D. Reitz. «Modeling the Effects of Drop Drag and Breakup on Fuel Sprays.» *SAE International Congress and Exposition*. Vol. 298. 1993, págs. 1-6. DOI: 10.4271/93007 (*cit. pág. 113*).
- [12] O'Rourke, P. J. y A. A. Amsden. «The Tab Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup». 1987. DOI: 10.4271/872089 (*cit. págs. 113, 114*).
- [13] Reitz, R. D. «Atomization and other breakup regimes of a liquid jet». Tesis doct. Princeton University, 1978 (*cit. pág. 115*).
- [14] Joseph, D., J. Belanger y G. Beavers. «Breakup of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 25.6-7 (1999), págs. 1263-1303. DOI: 10.1016/S0301-9322(99)00043-9 (*cit. pág. 116*).
- [15] Xin, J., L. Ricart y R. Reitz. «Computer Modeling of Diesel Spray Atomization and Combustion». *Combustion Science and Technology*, vol. 137.1-6 (1998), págs. 171-194. DOI: 10.1080/00102209808952050 (*cit. pág. 116*).

- [16] Jiang, Y. J., A. Umemura y C. K. Law. «An experimental investigation on the collision behaviour of hydrocarbon droplets». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 234.-1 (1992), pág. 171. DOI: 10.1017/S0022112092000740 (*cit. pág. 118*).
- [17] O'Rourke, P. J. «Collective drop effects on vaporizing liquid sprays». Tesis doct. Princeton University, 1981 (*cit. pág. 118*).
- [18] Post, S. L. y J. Abraham. «Modeling the outcome of drop – drop collisions in Diesel sprays». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 28 (2002), págs. 997-1019 (*cit. pág. 120*).
- [19] Ashgriz, N. y J. Y. Poo. «Coalescence and separation in binary collisions of liquid drops». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 221.-1 (1990), pág. 183. DOI: 10.1017/S0022112090003536 (*cit. pág. 120*).
- [20] Schmidt, D. P. y C. Rutland. «A New Droplet Collision Algorithm». *Journal of Computational Physics*, vol. 164.1 (2000), págs. 62-80. DOI: 10.1006/jcph.2000.6568 (*cit. pág. 120*).
- [21] Amsden, A. A. y L. A. N. Laboratory. *KIVA-II a computer program for chemically reactive flows with sprays*. English. Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory, 1985 (*cit. pág. 122*).
- [22] Frössling, N. «Über die Verdunstung fallender Tropfen». *Gerlands Beiträge zur Geophysik* (1938), págs. 172-173 (*cit. pág. 122*).
- [23] Chiang, C., M. Raju y W. Sirignano. «Numerical analysis of convecting, vaporizing fuel droplet with variable properties». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 35.5 (1992), págs. 1307-1324. DOI: 10.1016/0017-9310(92)90186-V (*cit. pág. 123*).
- [24] O'Rourke, P. J. «Statistical properties and numerical implementation of a model for droplet dispersion in a turbulent gas». *Journal of Computational Physics*, vol. 83.2 (1989), págs. 345-360. DOI: 10.1016/0021-9991(89)90123-X (*cit. pág. 124*).
- [25] Evans, M. J. y J. S. Rosenthal. *Probability and Statistics: The Science of Uncertainty*. 2009 (*cit. pág. 124*).
- [26] Pomraning, E. «Development of Large Eddy Simulation Turbulence Models». Tesis doct. University of Wisconsin, 2000 (*cit. pág. 127*).

Capítulo 5

Análisis de resultados experimentales y computacionales

5.1. Introducción

A pesar del enfoque inherentemente computacional de la presente tesis, ha sido necesaria para la validación de las simulaciones numéricas la obtención de medidas experimentales que caracterizaran el comportamiento de los inyectores diésel. Por ello, en el presente capítulo, se exponen tanto los resultados experimentales como los resultados computacionales obtenidos durante el estudio realizado.

En el primer apartado, se introducen los tres inyectores diésel utilizados durante el presente trabajo y se exponen y comparan los resultados experimentales obtenidos para cada uno de ellos. Para no abrumar al lector con una cantidad continua de imágenes repetitivas para cada una de las diferentes condiciones de medida utilizadas, se ha optado por mostrar solamente un par de imágenes representativas de los distintos comportamientos que muestra cada inyector. Sin embargo, por completitud se muestra la totalidad de las imágenes en el anexo del capítulo.

En el segundo apartado, se aborda la exposición de los resultados referentes a las simulaciones de flujo interno, es decir dentro de la tobera de inyección.

Este apartado, se compone de dos subapartados diferenciados: en primer lugar se expone la optimización obtenida en condiciones estacionarias a máximo levantamiento de aguja y en segundo lugar se muestra el estudio transitorio del fenómeno de inyección diésel, donde el movimiento de la aguja es considerado (i.e. rampa de subida y bajada) y la totalidad de la tasa de inyección es simulada.

En el tercer apartado, se expone el estudio para la optimización de la simulación del chorro diésel. Este apartado se compone de los estudios preliminares sobre el efecto de los diferentes parámetros numéricos y los parámetros físicos de los submodelos para la simulación del chorro, el estudio estadístico sobre la influencia de los parámetros físicos y la posterior optimización para cada uno de los inyectores.

Para finalizar, al final de la presente tesis, se encuentra un anexo donde se ha incluido aquellas partes que aunque pueden ser puntualmente interesantes para el lector no aportan valor añadido y entorpecen lectura de los resultados al haber gran cantidad de gráficas experimentales que muestran comportamientos similares, así como la descripción general del estudio estadístico ANOVA y del diseño de experimentos.

5.2. Análisis de resultados experimentales

El presente apartado sobre la caracterización experimental de los inyectores se ha dividido en tres subapartados diferenciados: en el primero de ellos se muestra la caracterización geométrica mediante un microscopio electrónico de barrido de las tres toberas diésel utilizadas en la presente tesis, en el segundo apartado se muestra la caracterización hidráulica de los inyectores y en el último la visualización realizada en la instalación de alta presión y alta temperatura del chorro diésel en condiciones no evaporativas y evaporativas no reactivas.

En la presente tesis, se han utilizado tres inyectores solenoide de uso comercial proporcionados por dos fabricantes convencionales distintos: Bosch y Delphi. Se han caracterizado dos inyectores de distinta generación correspondientes a Bosch: un Bosch CRI2.18 y un Bosch CRI2.22. A su vez, del fabricante Delphi se ha caracterizado un inyector de última generación: un Delphi DFI4, los tres son inyectores comandados por válvula solenoide (ver Sección §2.2.3)

5.2.1. Caracterización geométrica de las toberas

Utilizando la metodología explicada para la caracterización geométrica de toberas diésel mediante la obtención de un molde de silicona de la Sección §3.2 se han obtenido las dimensiones geométricas de cada una de las toberas que se muestran a continuación.

- Bosch CRI2.18: La tobera de este inyector cuenta de siete orificios, pero han habido dos orificios que no han podido ser caracterizados debido a la rotura del molde de silicona durante su extracción de la tobera. No obstante, como se puede observar en el resto de orificios, existe poca dispersión entre los valores geométricos de un orificio y otro, siendo el diámetro medio a la salida de $124 \pm 2 \mu m$. A parte del diámetro del orificio de salida, cabe destacar la gran conicidad de la tobera, representada por el factor $k-factor = 1,9 \pm 0,2$. Tal como se ha mencionado en la Sección 2.3.2, grandes valores del $k-factor$ conduce a que la tobera sea poco proclive al fenómeno de la cavitación. En la Tabla 5.1 se muestran los resultados de dicha caracterización geométrica.

Orificio	R_a	R_b	D_i	D_o	$k-factor$	Longitud	Ángulo
[—]	[μm]	[—]	[μm]	[°]			
1	23	13	141	123	1,7	703	81
2	27	23	145	127	1,8	704	81
3	20	24	145	126	1,9	707	80
4	36	20	141	122	1,8	726	80
5	38	28	145	123	2,2	737	81
Media	29 ± 8	22 ± 6	143 ± 2	124 ± 2	$1,9 \pm 0,2$	715 ± 15	$80,6 \pm 1,1$

Tabla 5.1: Caracterización geométrica de la tobera del Bosch CRI2.18

- Bosch CRI2.22: La tobera de este inyector cuenta con ocho orificios con un diámetro del orificio de salida ($90 \mu m$) inferior a la tobera del Bosch CRI2.18 ($124 \mu m$) y también presenta poca dispersión en los valores geométricos de los orificios. En comparación con el Bosch CRI2.18 también se observa un aumento significativo en el $k-factor$. En la Tabla 5.2 se muestran los resultados de la caracterización geométrica para la tobera del Bosch CRI2.22.

Orificio	R_a	R_b	D_i	D_o	k -factor	Longitud	Ángulo
[–]	[μm]	[–]	[μm]	[°]			
1	18	7	123	87	3,5	722	92
2	26	19	124	87	3,7	675	81
3	17	10	125	88	3,7	694	70
4	16	29	123	90	3,3	720	65
5	11	15	132	92	3,0	732	69
6	18	16	124	92	3,2	649	78
7	12	14	128	91	3,7	662	89
8	23	18	125	89	3,6	737	95
Media	18 ± 5	16 ± 7	124 ± 2	90 ± 2	$3,5 \pm 0,5$	670 ± 30	80 ± 11

Tabla 5.2: Caracterización geométrica de la tobera del Bosch CRI2.22

- Delphi DFI4: La tobera de este inyector cuenta con ocho orificios con un diámetro del orificio de salida ($90 \mu m$) igual al de la tobera del Bosch CRI2.22 e igualmente muestra poca dispersión en los valores geométricos de los orificos. A su vez, muestra una conicidad similar a la observada en la tobera del Bosch CRI2.18. En la Tabla 5.3 se muestran los resultados de dicha caracterización geométrica.

Orificio	R_a	R_b	D_i	D_o	k -factor	Longitud	Ángulo
[–]	[μm]	[μm]	[μm]	[μm]	[–]	[μm]	[°]
1	26	15	106	89	1,7	589	68
2	23	14	112	88	2,4	586	70
3	22	7	111	89	2,1	565	80
4	22	11	110	90	2,0	563	91
5	20	15	108	90	1,7	553	96
6	30	18	108	91	1,7	568	96
7	27	18	107	90	1,7	565	86
8	23	15	108	90	1,8	571	71
Media	24 ± 3	14 ± 4	$108,8 \pm 1,9$	90 ± 1	$1,9 \pm 0,3$	570 ± 12	82 ± 11

Tabla 5.3: Caracterización geométrica de la tobera del Delphi DFI4

Las tres toberas muestran valores grandes del k -factor, lo cual conduce a que estas toberas sean poco proclives al fenómeno de la cavitación. Efectivamente, como se observará en las próximas secciones, el fenómeno de la cavitación no se produce en ninguno de los tres inyectores estudiados para el rango de presiones utilizado en los estudiados.

5.2.2. Caracterización hidráulica

En este apartado, se muestran las medidas realizadas de tasa de inyección y de flujo de cantidad de movimiento. Además, utilizando los datos experimentales, se calculan los coeficientes adimensionales introducidos en la Sección §2.3.3.

Debido a las diferentes características de diseño de cada inyector, diferentes presiones de inyección han sido utilizadas para cada uno de ellos. Se muestran a continuación las presiones máximas utilizadas de cada uno de los inyectores:

- Bosch CRI2.18: 1800 bar
- Bosch CRI2.22: 2500 bar
- Delphi DFI4: 2000 bar

Tasa de inyección

Como medida de seguridad frente a posibles errores en la medida de la tasa de inyección, aparte de utilizar la metodología explicada en la Sección §3.3.1, se mide la tasa de inyección con distintas duraciones del tiempo de energización del solenoide. Debido a que la señal que le llega al inyector es la misma, cambiando únicamente la duración de la misma, el comportamiento inicial de la tasa ha de ser el mismo, tal como se puede observar en la Figura 5.1, donde la señal de la tasa de flujo másico de cada una de las medidas se solapan hasta el momento en el que la tasa empieza a descender debido a la terminación de la inyección.

Una vez comprobado el comportamiento de la tasa de inyección con el tiempo de energización, se pueden comparar las tasas entre los inyectores. Tal como se puede observar en la Figura 5.2, el inyector Bosch CRI2.18 es el que mayor flujo másico presenta en condiciones cuasi-estacionarias, compatible con el hecho de ser el inyector con la tobera con mayor área de salida. Además como se puede observar, los inyectores Bosch y el inyector Delphi al ser de diferente fabricante, presentan unos requerimientos de señal de intensidad en el solenoide distinta, la cual ha de ser proporcionada por el fabricante. Los inyectores Bosch CRI2.22 y Delphi DFI4 presentan el mismo área de salida, pero aún así se observan una serie de diferencias entre ellos:

- El inyector Bosch CRI 2.22 muestra un mayor flujo másico (i.e. el inyector Delphi DFI4 presenta unas mayores pérdidas de presión).

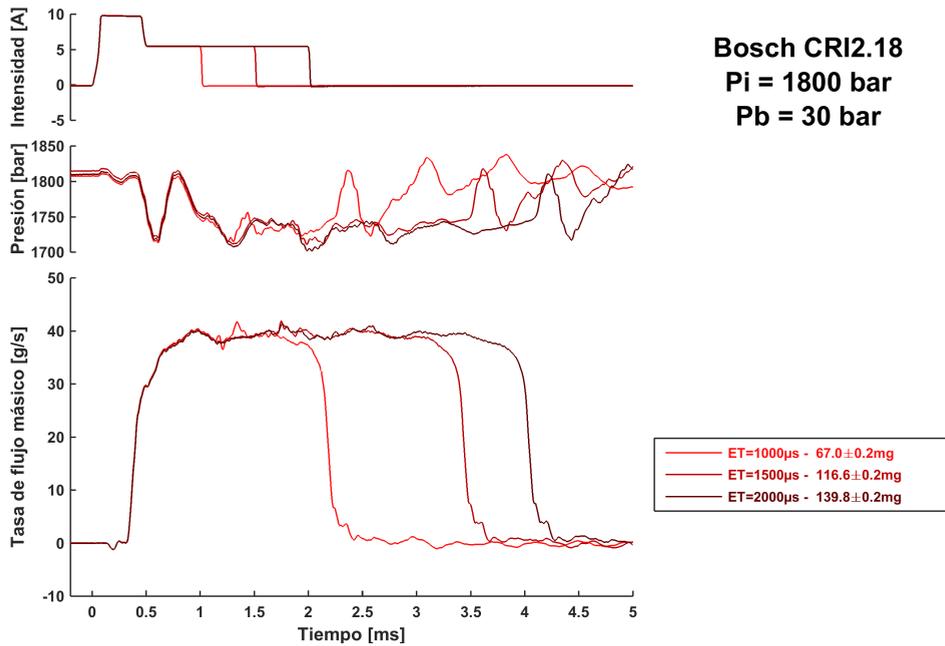


Figura 5.1: Ejemplo tasa de inyección con múltiples tiempo de energización para el inyector Bosch CRI2.18.

- Aunque el tiempo de duración de la señal de intensidad es el mismo en ambos casos ($2000 \mu\text{s}$), el inyector Bosch CRI 2.22 presenta una mayor inercia y se mantiene inyectando combustible durante más tiempo que el Delphi DFI4.
- Debido a que el raíl suministrado para el inyector Delphi DFI4 presenta un regulador de presión, se observa un flujo másico más estable en la zona cuasi-estacionaria.

Las diferencias que se acaban de señalar son generales para cada uno de los puntos medidos y puede ser comprobada en el apéndice (ver Sección §A.1), donde se muestra la totalidad de las imágenes.

Flujo de cantidad de movimiento

Siguiendo la metodología explicada en la Sección §3.3.2 se ha medido el flujo de cantidad de movimiento del inyector Bosch CRI2.18. Estas medidas se han usado para la validación de las simulaciones de flujo interno que se muestra en la Sección §5.3.

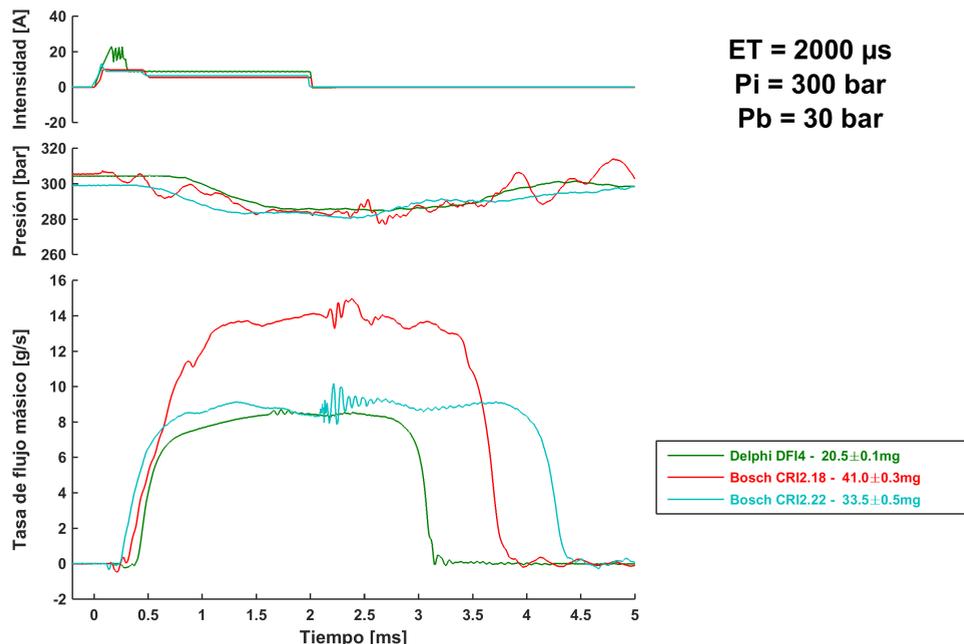


Figura 5.2: Ejemplo comparación de la tasa de inyección de los tres inyectores.

En este apartado se muestra un ejemplo de la variación del flujo de cantidad de movimiento con la presión de inyección en la Figura 5.3. En este caso, el tiempo de energización es de $3000\mu s$, permitiendo una buena determinación del flujo de cantidad de movimiento en condiciones cuasi-estacionarias, el cual es usado posteriormente en el siguiente apartado sobre los parámetros del flujo y coeficiente adimensionales.

Se observa en la Figura 5.3, como cabe esperar, que el flujo de cantidad de movimiento aumenta con la presión de inyección. A su vez, las pendientes de subida y bajada son mayores al aumentar la presión de inyección, siendo en este caso concreto la duración del transitorio de subida para la presión de inyección más baja ($P_b = 300$ bar) prácticamente el doble que el de la presión de inyección más alta ($P_b = 1800$ bar).

Parámetros del flujo interno y coeficientes adimensionales

En este apartado se muestran los datos promediados en la zona cuasi-estacionaria del flujo másico y del flujo de cantidad de movimiento, así como la de la velocidad efectiva y los coeficientes adimensionales introducidos anteriormente en la Sección §2.3.3, es decir, el coeficiente de descarga, el coeficiente

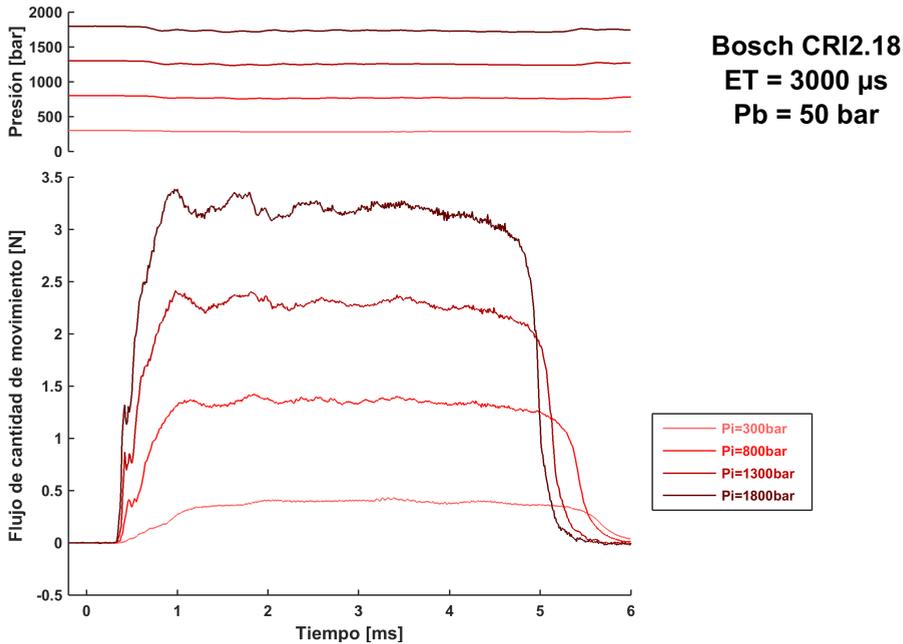


Figura 5.3: Ejemplo de variación del flujo de cantidad de movimiento con la presión de inyección para una contrapresión de 50 bar.

de velocidad y el coeficiente de área. Se ha mencionado anteriormente en la Sección §2.3.3 que las toberas no cavitantes, como las tres toberas utilizadas en la presente tesis, presentan un coeficiente de área cercano a la unidad.

- **Bosch CRI2.18:** Para este inyector se han medido tanto el flujo másico, como el flujo de cantidad de movimiento, pudiendo calcularse la velocidad efectiva y todos los coeficientes adimensionales en aquellos puntos en los que se tienen ambas medidas. Se puede observar el comportamiento mencionado en el párrafo anterior respecto al coeficiente de área, el cual varía ligeramente alrededor de 0,94.

P_i	P_b	\dot{m}_f	\dot{M}_f	u_{ef}	D_{ef}	C_d	C_v	C_a
[bar]	[bar]	[g/s]	[N]	[m/s]	[μm]	[-]	[-]	[-]
300	5	14,77	3,43	223,2	120,5	0,821	0,876	0,937
300	10	14,56	3,36	220,9	120,4	0,819	0,875	0,936
300	30	14,07	3,08	213,6	120,3	0,816	0,874	0,934
300	50	13,51	2,80	199,0	122,2	0,817	0,848	0,963
300	70	12,74	2,52	193,2	120,3	0,804	0,862	0,933
300	90	11,90	-	-	-	0,798	-	-
300	110	11,27	-	-	-	0,791	-	-
300	130	10,71	-	-	-	0,788	-	-
300	150	9,87	-	-	-	0,781	-	-
800	10	25,48	10,01	384,8	120,7	0,856	0,911	0,940
800	30	24,85	9,87	378,2	120,2	0,855	0,918	0,932
800	50	24,64	9,52	371,0	122,8	0,856	0,910	0,941
800	70	24,36	9,17	365,6	120,9	0,854	0,906	0,943
800	90	23,66	-	-	-	0,845	-	-
800	110	23,45	-	-	-	0,845	-	-
800	130	23,10	-	-	-	0,844	-	-
800	150	22,82	-	-	-	0,846	-	-

Tabla 5.4: Parámetros y coeficientes adimensionales del inyector Bosch CRI 2.18 ($P_i = 300, 800 \text{ bar}$).

P_i	P_b	\dot{m}_f	\dot{M}_f	u_{ef}	D_{ef}	C_d	C_v	C_a
[bar]	[bar]	[g/s]	[N]	[m/s]	[μm]	[-]	[-]	[-]
1300	10	32,69	16,59	497,7	120,5	0,857	0,915	0,937
1300	30	32,62	16,38	492,2	120,6	0,860	0,916	0,938
1300	50	32,27	16,17	488,1	122,4	0,854	0,918	0,935
1300	70	32,20	15,61	485,1	120,6	0,860	0,917	0,938
1300	90	31,85	-	-	-	0,860	-	-
1300	110	31,57	-	-	-	0,859	-	-
1300	130	31,29	-	-	-	0,860	-	-
1300	150	31,08	-	-	-	0,859	-	-
1800	10	38,43	22,96	572,6	121,5	0,863	0,906	0,952
1800	30	38,71	22,68	578,1	121,3	0,861	0,908	0,949
1800	50	38,29	22,47	572,7	121,1	0,861	0,911	0,946
1800	70	38,15	22,26	570,0	121,1	0,862	0,911	0,946
1800	90	38,01	-	-	-	0,861	-	-
1800	110	37,66	-	-	-	0,861	-	-
1800	130	37,45	-	-	-	0,861	-	-
1800	150	37,38	-	-	-	0,862	-	-

Tabla 5.5: Parámetros y coeficientes adimensionales del inyector Bosch CRI 2.18 ($P_i = 1300, 1800 \text{ bar}$).

- Bosch CRI2.22: Este inyector se ha usado para la validación de la optimización de la simulación del chorro diésel que se presenta en la Sección §5.4. Por ello, se ha medido únicamente el flujo másico, y consecuentemente, el único coeficiente que se puede determinar es el de descarga.

P_i	P_b	\dot{m}_f	\dot{M}_f	u_{ef}	D_{ef}	C_d	C_v	C_a
[bar]	[bar]	[g/s]	[N]	[m/s]	[μm]	[-]	[-]	[-]
300	30	8,88	-	-	-	0,864	-	-
300	50	8,49	-	-	-	0,850	-	-
300	70	8,04	-	-	-	0,842	-	-
1000	30	18,38	-	-	-	0,915	-	-
1000	50	18,13	-	-	-	0,909	-	-
1000	70	17,89	-	-	-	0,908	-	-

Tabla 5.6: Parámetros y coeficientes adimensionales del inyector Bosch CRI 2.22 ($P_i = 300, 1000 \text{ bar}$).

P_i	P_b	\dot{m}_f	\dot{M}_f	u_{ef}	D_{ef}	C_d	C_v	C_a
[bar]	[bar]	[g/s]	[N]	[m/s]	[μm]	[-]	[-]	[-]
1800	30	25,20	-	-	-	0,926	-	-
1800	50	24,82	-	-	-	0,918	-	-
1800	70	24,86	-	-	-	0,925	-	-
2000	30	26,41	-	-	-	0,919	-	-
2000	50	26,30	-	-	-	0,918	-	-
2000	70	26,18	-	-	-	0,918	-	-
2500	30	29,58	-	-	-	0,920	-	-
2500	50	29,49	-	-	-	0,919	-	-
2500	70	29,26	-	-	-	0,917	-	-

Tabla 5.7: Parámetros y coeficientes adimensionales del inyector Bosch CRI 2.22 ($P_i = 1800, 2000, 2500 \text{ bar}$).

- Delphi DF14: Este inyector igual que el Bosch CRI222 se ha usado para la validación de la optimización de la simulación del chorro diésel que se presenta en la Sección §5.4. Por ello, se ha medido únicamente el flujo másico, y por tanto, el único coeficiente que se puede determinar es el de descarga.

P_i	P_b	\dot{m}_f	\dot{M}_f	u_{ef}	D_{ef}	C_d	C_v	C_a
[bar]	[bar]	[g/s]	[N]	[m/s]	[μm]	[-]	[-]	[-]
300	30	8,43	-	-	-	0,818	-	-
300	50	8,07	-	-	-	0,818	-	-
300	70	7,70	-	-	-	0,818	-	-
1000	30	17,11	-	-	-	0,860	-	-
1000	50	16,86	-	-	-	0,858	-	-
1000	70	16,63	-	-	-	0,855	-	-

Tabla 5.8: Parámetros y coeficientes adimensionales del inyector Delphi DFI4 ($P_i = 300, 1000 \text{ bar}$).

P_i	P_b	\dot{m}_f	\dot{M}_f	u_{ef}	D_{ef}	C_d	C_v	C_a
[bar]	[bar]	[g/s]	[N]	[m/s]	[μm]	[-]	[-]	[-]
1800	30	23,33	-	-	-	0,866	-	-
1800	50	23,24	-	-	-	0,867	-	-
1800	70	23,04	-	-	-	0,867	-	-
2000	30	24,58	-	-	-	0,865	-	-
2000	50	24,47	-	-	-	0,865	-	-
2000	70	24,48	-	-	-	0,871	-	-

Tabla 5.9: Parámetros y coeficientes adimensionales del inyector Delphi DFI4 ($P_i = 1800, 2000 \text{ bar}$).

Teniendo en cuenta los datos que se acaban de presentar, en la Figura 5.4 se muestra la comparación del coeficiente de descarga de los tres inyectores respecto a la raíz del salto de presiones. Tal como se mencionó en la Sección §2.3.3 el coeficiente de descarga presenta un comportamiento asintótico. Sin embargo el valor asintótico depende de las características geométricas de la tobera. La principal diferencia entre la tobera del inyector Bosch CRI2.22 y el inyector Delphi DFI4 viene dada por la conicidad, $k\text{-factor} = 3,5$ y $1,9$ respectivamente, una mayor conicidad implica unas menores pérdidas de presión en el orificio y por tanto un mayor flujo másico (i.e. coeficiente de descarga), lo cual ya ha sido observado en la Figura 5.2. Entre los inyectores Bosch CRI2.18 y Delphi DFI4 la conicidad de la tobera es la misma, mientras que

las dos principales diferencias son debidas al diámetro de salida del orificio y a la longitud del mismo, reduciéndose ambos en una proporción similar, dando lugar a un comportamiento del coeficiente de descarga similar entre ambos inyectores (con valores ligeramente superiores para el inyector Delphi DFI4). Entre el inyector Bosch CRI2.18 y el Bosch CRI2.22 aunque el diámetro del orificio de salida disminuye ligeramente de 124 a 90 μm , lo cuál debería perjudicar el coeficiente de descarga del Bosch CRI2.22, la conicidad aumenta en una proporción mucho mayor de un $k\text{-factor} = 1,9$ a 3,5 (además de la ligera disminución de la longitud del orificio), dando lugar a un incremento del coeficiente de descarga.

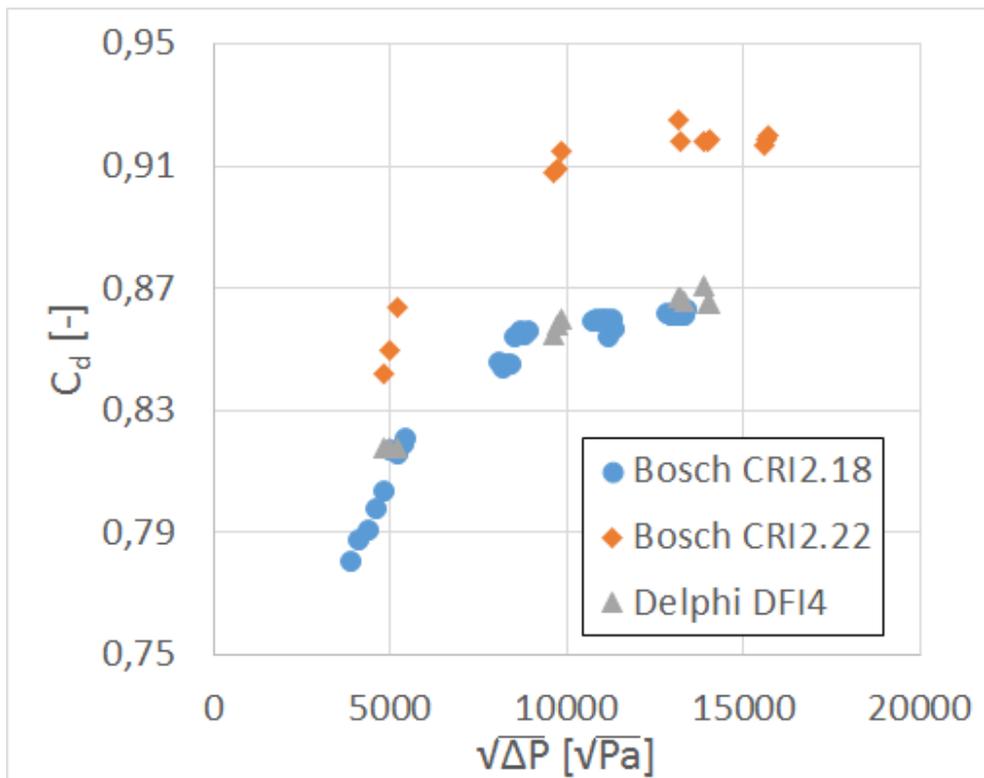


Figura 5.4: Comparación del comportamiento del coeficiente de descarga para los tres inyectores.

5.2.3. Visualización del chorro diésel

Las medidas procesadas de la visualización del chorro diésel se presentan en este apartado acompañadas de su incertidumbre mediante un sombreado.

Siguiendo el mismo procedimiento que el utilizado anteriormente, se muestran únicamente algunos ejemplos, ya que todos los datos experimentales de visualización aparecen en el apéndice, en la Sección A.3. En primer lugar, se muestra la evolución del chorro diésel a temperatura ambiente (condiciones no evaporativas) y posteriormente se muestran en condiciones evaporativas no reactivas.

Tanto para las condiciones no evaporativas como para las condiciones evaporativas no reactivas se ha usado nitrógeno para llenar el circuito de gas de la instalación de alta presión y alta temperatura (ver Sección §3.4.1).

Condiciones no evaporativas

En condiciones no evaporativas se han usado tres contrapresiones distintas, $P_b = 30, 50$ y 70 bar . Para una temperatura ambiente de 303 K , las densidades en la cámara correspondientes son: $33,3, 55,6$ y $77,8 \text{ kg/m}^3$. Para el inyector Bosch CRI2.18 también se ha usado una temperatura ambiente de 330 K con unas contrapresiones de 10 y 30 bar , lo cual corresponde con unas densidades del nitrógeno de $10,2$ y $30,6 \text{ kg/m}^3$.

En condiciones no evaporativas se ha usado la técnica de Mie Scattering para visualizar el chorro diésel, esta misma técnica, explicada en la Sección §3.4.2, es la que es usada posteriormente en condiciones evaporativas para visualizar la fase líquida del chorro diésel. De forma abreviada, esta técnica consiste en la dispersión producida por las gotas que componen el chorro al ser iluminadas por una fuente de luz. Por ello, las imágenes producidas por este procedimiento cuentan con el chorro diésel iluminado, el cuál contrasta con el fondo de la imagen que se encuentra oscurecido. Un ejemplo de las imágenes obtenidas por la cámara de alta velocidad (Photron Fastcam SA5-X2) se encuentra en la Figura 5.5, donde cuatro instantes temporales de la inyección a 1300 bar de presión de inyección y 70 bar de contrapresión para el inyector Bosch CRI2.18 son mostrados.

A mayor presión de inyección, mayor velocidad del chorro diésel (manteniendo fijas la temperatura y la contrapresión) y por tanto una penetración del chorro más rápida, tal como se puede observar en la Figura 5.6 para un ejemplo del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 303\text{K}, P_b = 70 \text{ bar}$). Este tipo de comprobaciones al observar la influencia de los parámetros sirven para detectar posibles errores en el proceso de medida.

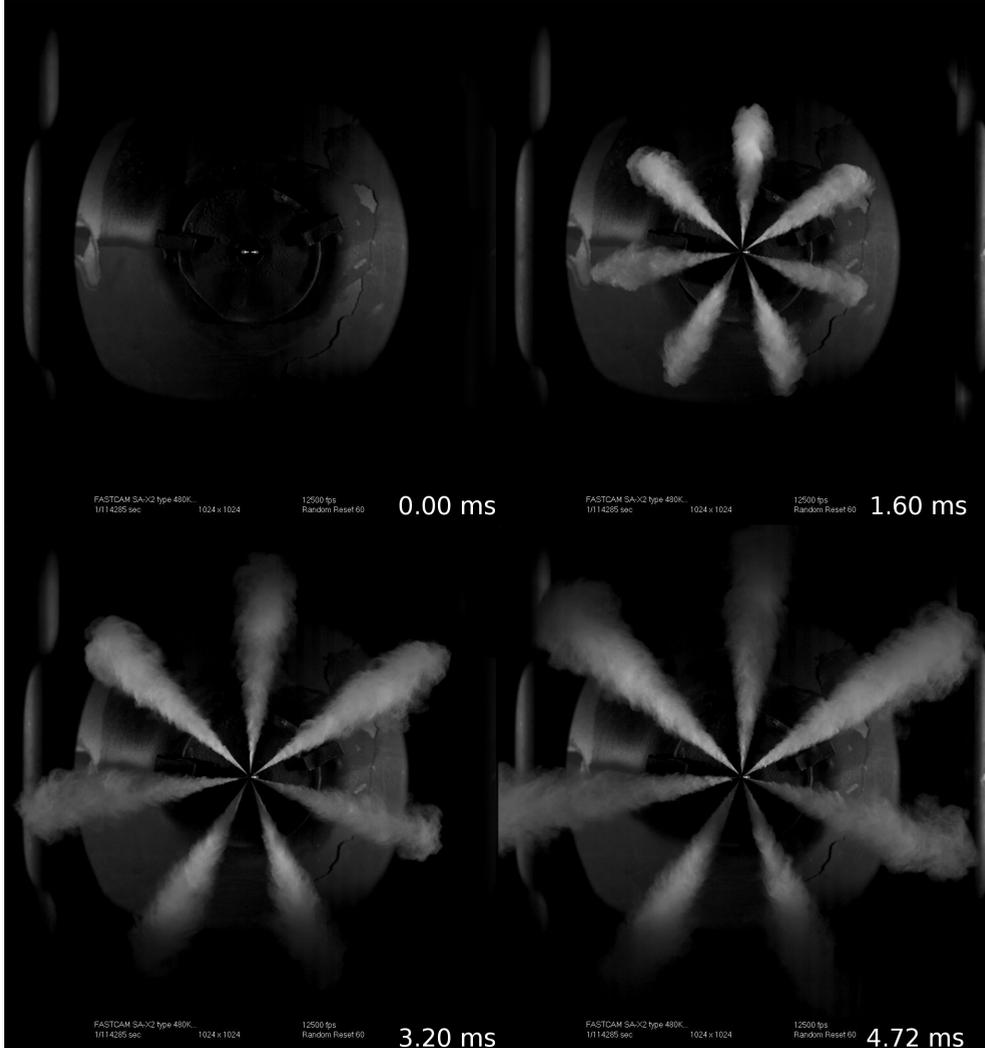


Figura 5.5: Técnica de Mie Scattering - Inyector Bosch CRI2.18 ($T = 303$ K, $P_i = 1300$ bar, $P_b = 70$ bar).

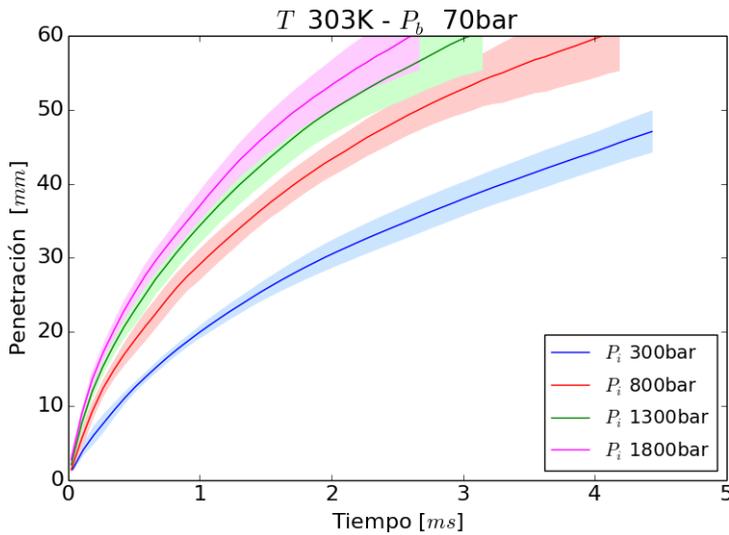


Figura 5.6: Ejemplo de la penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 303\text{ K}$, $P_b = 70\text{ bar}$).

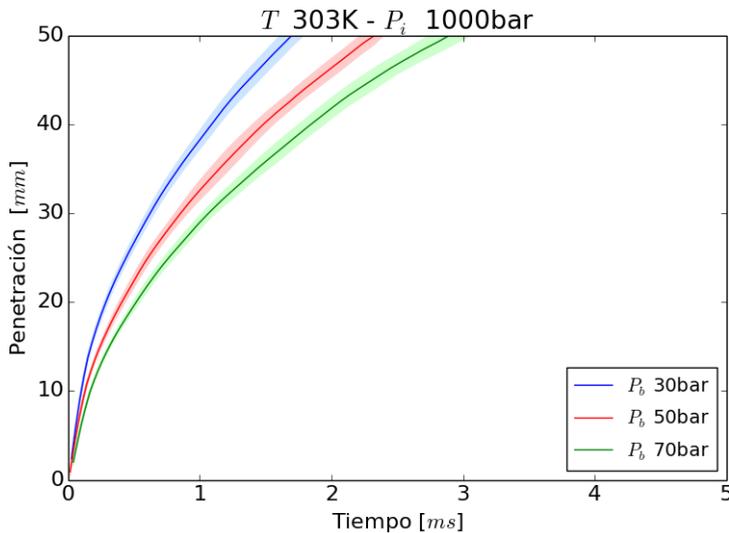


Figura 5.7: Ejemplo de la penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.22 ($T = 303\text{ K}$, $P_i = 1000\text{ bar}$).

Otro parámetro que se puede comprobar como influye en la penetración es la contrapresión. A mayor contrapresión, se obtiene una menor velocidad del chorro y una mayor densidad del nitrógeno (abriéndose más el chorro), por tanto, el resultado es una penetración del chorro más lenta. Este comportamiento se puede observar en la Figura 5.7 donde un caso de ejemplo del inyector Bosch CRI 2.22 ($T = 303K, P_i = 1000 \text{ bar}$) se muestra para las tres contrapresiones estudiadas.

Al comparar la penetración de cada inyector, se observa que el inyector Bosch CRI2.18, que se corresponde con el de mayor diámetro ($124 \mu\text{m}$), es el que penetra más rápidamente. Entre los dos inyectores con el mismo diámetro de $90 \mu\text{m}$ (Bosch CRI2.22 y el Delphi DFI4), penetra más rápidamente el Bosch CRI2.22 que es el que presenta un mayor coeficiente de descarga. Este comportamiento se corresponde al descrito en la Sección §2.4.3, concretamente, la Ecuación 2.38, que se introdujo anteriormente y se recuerda en este apartado, muestra la dependencia con el diámetro de salida de la tobera y el flujo de cantidad de movimiento.

$$S \propto \rho_a^{-\frac{1}{4}} \dot{M}^{\frac{1}{4}} \tan^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\theta}{2} \right) D_o^{\frac{1}{2}} t^{\frac{1}{2}} \quad (5.1)$$

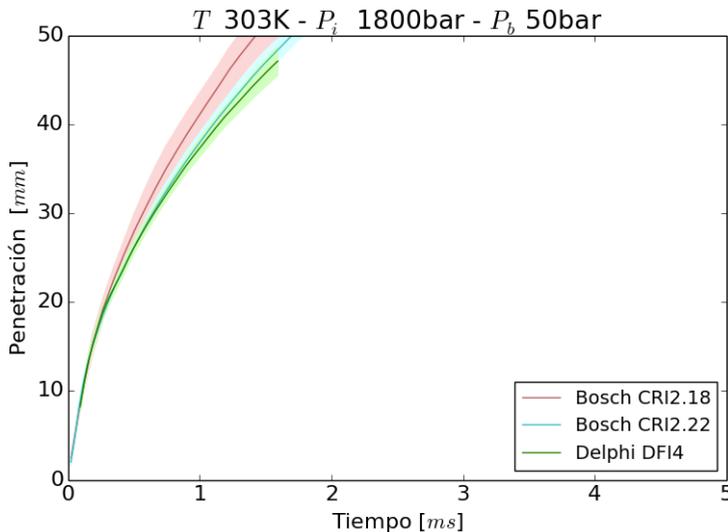


Figura 5.8: Ejemplo de comparación de la penetración del chorro de los tres inyectores ($T = 303 \text{ K}, P_i = 1800 \text{ bar}, P_b = 50 \text{ bar}$).

Condiciones evaporativas no reactivas

En condiciones evaporativas se han medido dos temperaturas diferentes para cada inyector, una temperatura baja de 800 K y una temperatura alta de 950 K para el inyector Bosch CRI2.18 y una temperatura alta de 900 K para los inyectores Bosch CRI2.22 y Delphi DFI4.

Como se ha explicado en la Sección §3.4 en condiciones evaporativas se mide la penetración líquida mediante la técnica de Mie Scattering y la penetración del vapor mediante la técnica de Schlieren. En la Figura 5.9 se muestra un ejemplo de visualización del chorro diésel mediante la técnica de Schlieren para el inyector Bosch CRI2.18. La visualización del chorro diésel al utilizar la técnica de Schlieren se caracteriza por presentar un fondo iluminado que contrasta con el oscurecido chorro diésel, a diferencia de la técnica de Mie Scattering mostrada en el apartado anterior. En la parte inferior de la Figura 5.9 se puede apreciar una pequeña degradación en el espejo que no afecta al procesado posterior de la imagen.

Tal como se observa en la Figura 5.10 para un caso de ejemplo del inyector Delphi DFI4 ($T = 800\text{ K}$, $P_i = 1000\text{ bar}$ y $P_b = 50\text{ bar}$), el comportamiento inicial de la fase líquida y la fase gaseosa es el mismo, pero la fase líquida al entrar en la cámara se evapora progresivamente hasta alcanzar un valor máximo de penetración en el cual se estabiliza, a partir del cual sólo existe fase gaseosa. La dependencia de la longitud líquida fue introducida en la Sección §2.4.3 en la Ecuación 5.2 y se recuerda a continuación:

$$LL = K_p \frac{C_a D_o}{C_{mv} \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (5.2)$$

Donde K_p es una constante que depende de las condiciones del ambiente y C_{mv} es un coeficiente que depende de las propiedades del combustible y de las condiciones de presión y temperatura del gas ambiente.

La influencia de la contrapresión se puede observar en el caso de ejemplo del inyector Bosch CRI2.18 para las condiciones de temperatura $T = 950\text{ K}$ y presión de inyección $P_i = 1300\text{ bar}$. La penetración del chorro diésel igualmente que a condiciones no evaporativas es más lenta a mayor contrapresión. Respecto a la longitud líquida estabilizada se puede observar que depende de la contrapresión de la cámara, a mayor contrapresión, mayor densidad en la cámara, produciéndose un ángulo del chorro diésel mayor y por tanto se envuelve una mayor cantidad de gas caliente, dando lugar a una menor longitud líquida.

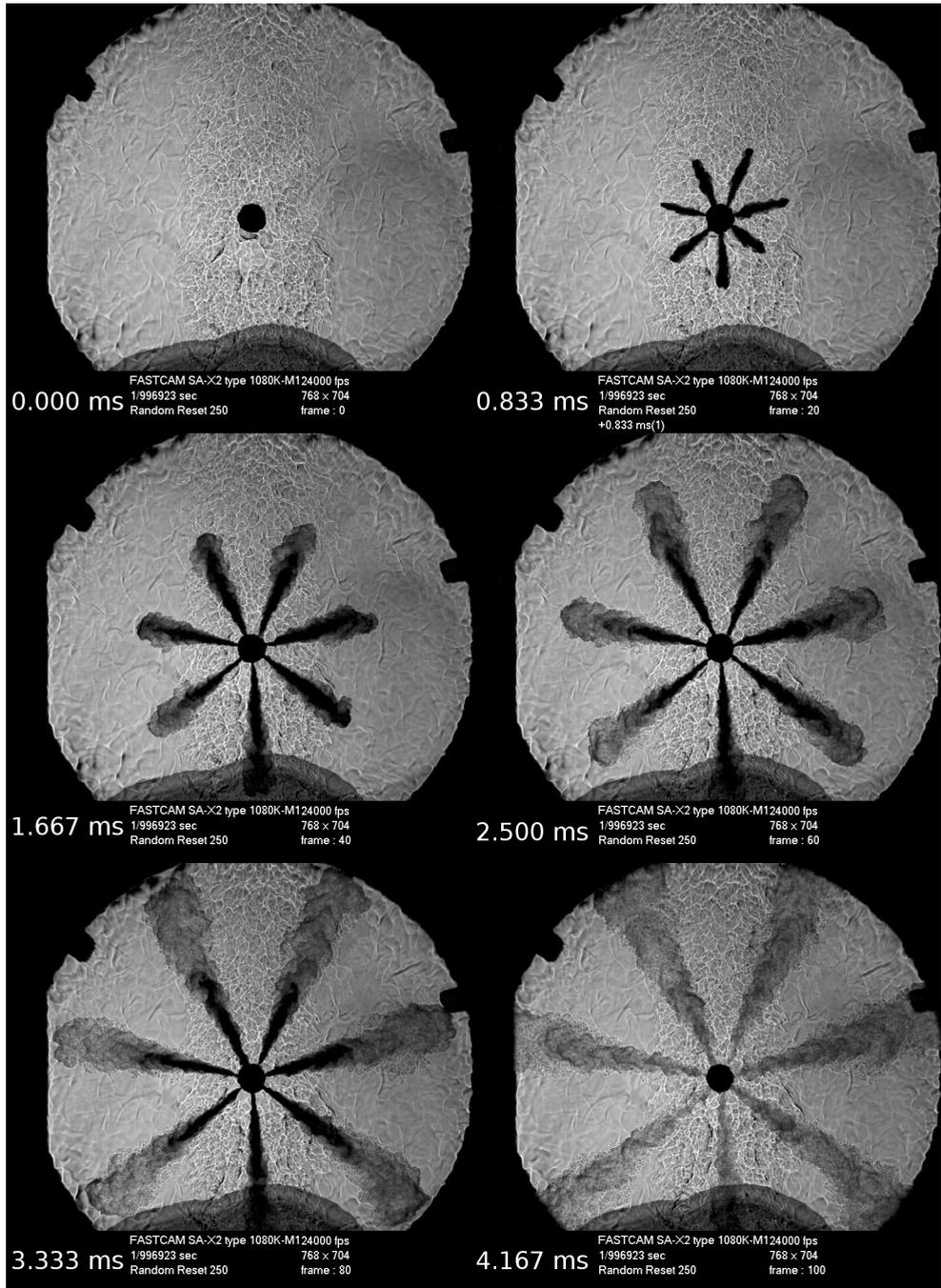


Figura 5.9: Técnica de Schlieren - Inyector Bosch CRI2.18 ($T = 800\text{ K}$, $P_i = 300\text{ bar}$, $P_b = 30\text{ bar}$).

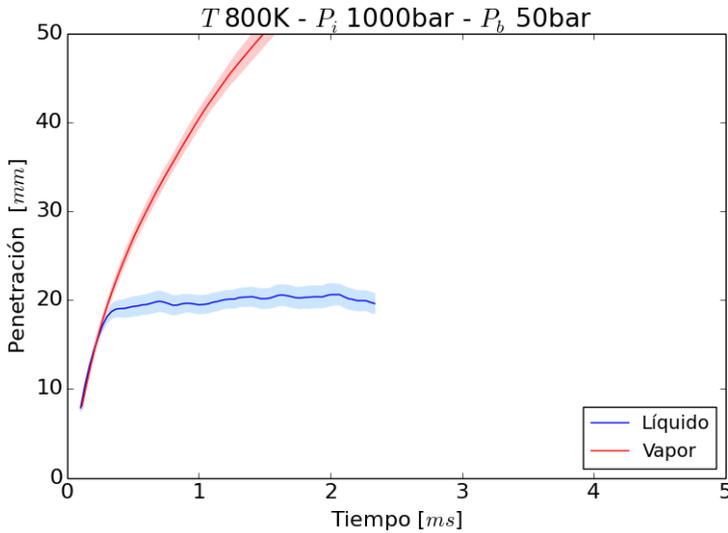


Figura 5.10: Ejemplo de la penetración del chorro del inyector Delphi DFI4 ($T = 800\ K$, $P_i = 1000\ bar$ y $P_b = 50\ bar$).

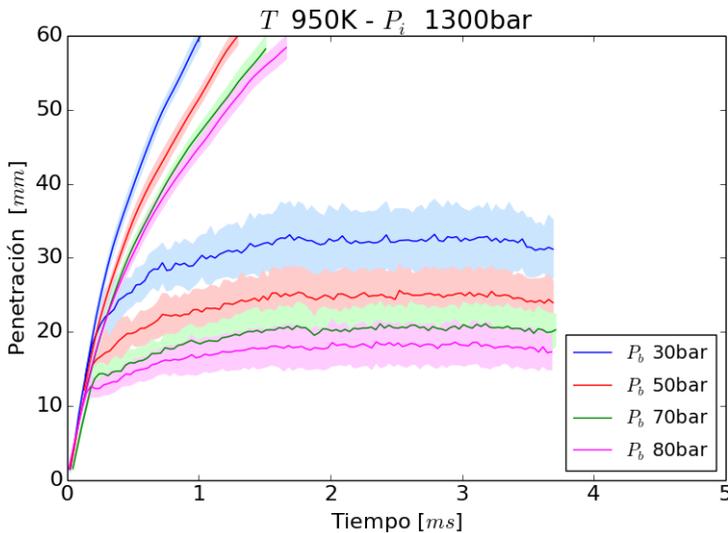


Figura 5.11: Ejemplo de la influencia de la contrapresión en la penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 950K$, $P_i = 1300bar$).

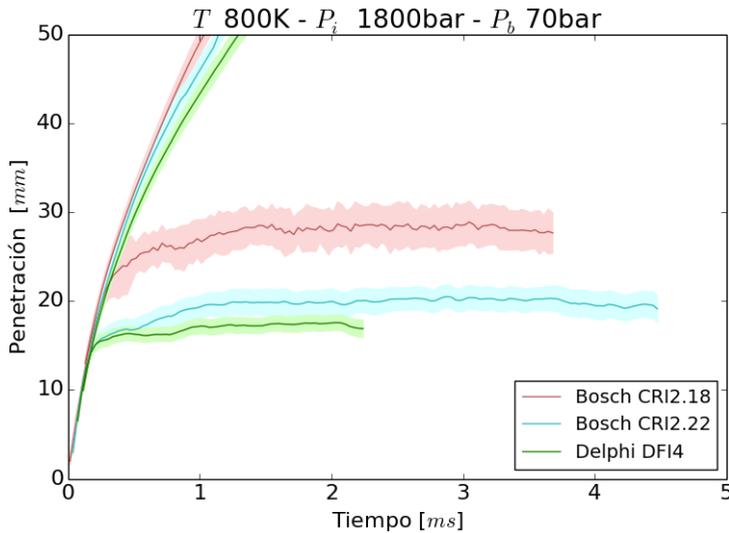


Figura 5.12: Ejemplo de comparación de la penetración del chorro de los tres inyectores ($T = 800K$, $P_i = 1800bar$, $P_b = 70bar$).

Al comparar los inyectores en condiciones evaporativas (ver Figura 5.12), se observa el mismo efecto que en condiciones no evaporativas, la penetración del chorro es más rápida en el inyector Bosch CRI2.18, seguido por el Bosch CRI2.22 y siendo el Delphi DFI4 el que muestra una penetración del chorro más lenta. De la misma forma se ordenan los inyectores respecto a la longitud líquida estabilizada, observándose una gran diferencia entre el Bosch CRI2.18 y los otros dos inyectores debido al mayor diámetro de orificio del Bosch CRI2.18. La diferencia entre los inyectores con el mismo diámetro (Bosch CRI2.22 y Delphi DFI4) es pequeña comparada con la diferencia respecto al Bosch CRI2.18, pero se observa claramente un mayor valor en el Bosch CRI2.22 al tener este un mayor coeficiente de descarga.

5.3. Estudio computacional del flujo interno con CONVERGE

En el estudio del flujo interno se ha usado el inyector Bosch CRI2.18, el cual cuenta de siete orificios. Debido a la simetría de la geometría sólo uno de los orificios ha sido simulado, usando los valores medios mostrados en la Sección §5.2.1. En la Figura 5.13 se muestran las condiciones de contorno

utilizadas en la simulación del flujo interno. En la parte superior del inyector, donde se produce la entrada de combustible se utiliza una condición de presión constante (P_i), de la misma manera, a la salida del orificio se usa la misma condición de presión constante (P_b). En los planos de simetría, se usa una condición de simetría sobre el flujo y en el resto superficies (aguja, orificio, radio de acuerdo, etc.) se usa la condición de pared.

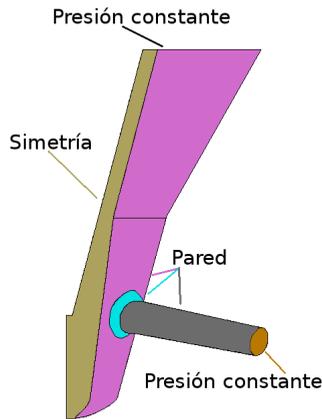


Figura 5.13: Condiciones de contorno para la simulación del flujo interno.

5.3.1. Estudio de independencia de la malla

Para el estudio de independencia de la malla se ha elegido unas condiciones de presión de inyección y contrapresión intermedias de 800 bar y 70 bar respectivamente. Se han usado tres valores de tamaño base de la malla (ver Sección §4.5), $dx_{base} = 40, 50$ y $60 \mu m$, tres valores del nivel de refinado en la zona del radio de acuerdo y el orificio de la tobera (cada uno de ellos se ha probado con distinto número de filas paralelas a la superficie, el cual varía desde dos hasta un máximo de diecisiete), Nivel = 2, 3 y 4, y métodos numéricos de primer y de segundo orden de convergencia.

En la Figura 5.14 se observan todos los casos simulados, comparados con el valor experimental de $3,48 g/s$. El tipo de símbolo de cada punto determina la base, el nivel de refinado y el orden de los métodos numéricos, el número de filas no es necesario indicarlo mediante símbolo debido a que al aumentar el número de filas, aumenta también el número de celdas que se representa en el eje horizontal. Se observa que al usar esquemas numéricos de primer orden el aumento del número de filas implica un aumento del flujo másico obtenido en la simulación sin llegar a obtener un número de filas a partir del

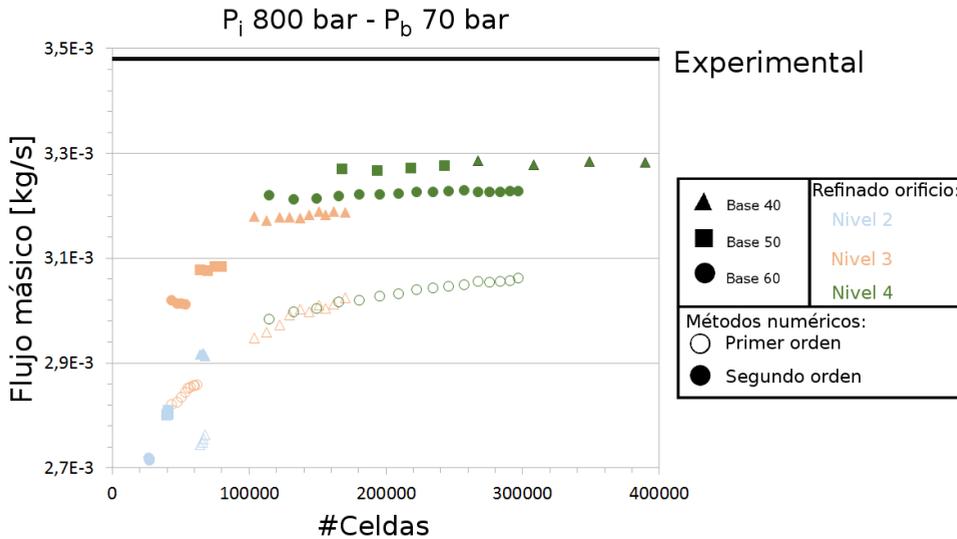


Figura 5.14: Estudio de independencia de la malla para el flujo interno.

cual la solución sea independiente, sin embargo, en los métodos numéricos de segundo orden se obtiene que el resultado es independiente del número de filas utilizado. Además de obtener independencia con el número de filas, los valores de flujo másico obtenidos con los métodos numéricos de segundo orden están más próximos al valor experimental que los obtenidos, con las mismas mallas, con métodos numéricos de primer orden. Los casos más próximos al resultado experimental, con un error relativo del 6%, son los métodos numéricos de segundo orden con un tamaño base de celda de $50 \mu m$ y un nivel de refinado en el orificio de 4 (i.e. un tamaño mínimo de celda de $dx_{base}/2^4 = 3,125 \mu m$, lo que conlleva para el caso con dos filas a una malla de 168397 celdas) y los de métodos numéricos de segundo orden con un tamaño base de celda de $40 \mu m$ y un nivel de refinado en el orificio de 4 (i.e. un tamaño mínimo de celda de $dx_{base}/2^4 = 2,5 \mu m$, lo que conlleva para el caso con dos filas una malla de 267431 celdas). Aunque ambas configuraciones obtienen prácticamente el mismo resultado numérico, no es así en términos de coste computacional, donde la malla el tamaño base de celda de $40 \mu m$ cuenta con un 60% más de celdas y el tiempo computacional aumenta en un 50%. Por este motivo, se procede a utilizar la malla con el tamaño base de celda de $50 \mu m$ en las siguientes secciones.

5.3.2. Validación del código en condiciones estacionarias

En el apartado anterior, la malla se ha obtenido para unas condiciones de presión de inyección y contrapresión intermedias. En este apartado, las simulaciones numéricas son comparadas con los datos experimentales para cada una de las condiciones de presión de inyección y contrapresión utilizadas experimentalmente ($P_i = 300, 800, 1300$ y 1800 bar y $P_b = 5, 10, 30, 50, 70, 90, 110, 130$ y 150 bar).

En la Figura 5.15 se muestra la comparación tanto para el flujo másico como para la velocidad efectiva de las simulaciones del flujo interno y las medidas experimentales. Respecto al flujo másico, se observa un buen ajuste con los datos experimentales, con un error relativo máximo del 7% para los casos de alta presión de inyección (1800 bar). Se observa además a baja presión de inyección (300 bar) que los valores de las simulaciones numéricas y los datos experimentales están más próximos, obteniendo un error relativo máximo de las simulaciones que es del orden del 2%. El aumento del error relativo según aumenta la presión de inyección puede ser debido al comportamiento real del fluido, según se ha comentado en la Sección §2.3.2 el gasóleo a estas presiones no es un fluido perfectamente incompresible y el efecto de la compresibilidad es mayor a mayor presión de inyección. No obstante, los errores obtenidos son pequeños aun cuando se esté considerando en la resolución numérica el flujo como incompresible. Igualmente, para la velocidad efectiva, pero para un menor número de contrapresiones debido a que al ser un parámetro dependiente del flujo de cantidad de movimiento, la contrapresión máxima a la que se ha podido medir experimentalmente es 70 bar, se observa el mismo efecto: el error relativo a bajas presiones de inyección (máximo alrededor de un 3%) es inferior que a altas presiones de inyección (máximo alrededor de un 7%).

Los márgenes de error obtenidos en las simulaciones son aceptables. Por ello, se mantienen las características de esta malla para los posteriores apartados donde se aprovechan las ventajas del algoritmo de mallado presentes en el código CONVERGE (ver Sección §4.5), para el estudio de simulaciones del flujo interno en inyectores diésel con movimiento de aguja.

5.3.3. Simulación del transitorio: Ley de levantamiento de la aguja

Para el estudio transitorio del flujo interno es necesario la obtención de una ley de levantamiento de la aguja. Para ello, debido a la dificultad de su medida experimental, se ha optado por el modelado 1D del inyector mediante AMESim. Una vez ajustado el modelo de AMESim, es posible adquirir la evo-

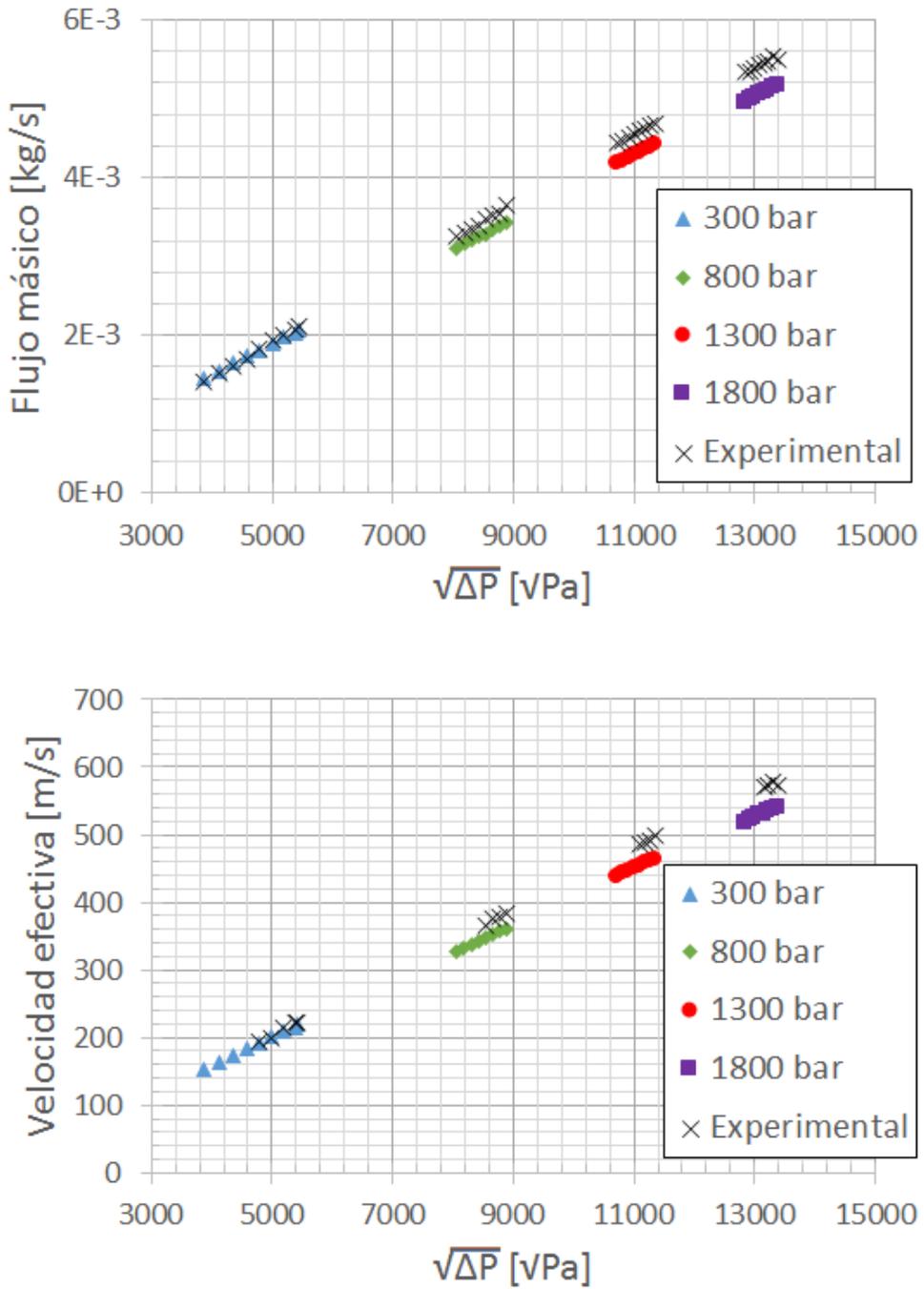


Figura 5.15: Validación del código para todas las condiciones de presión.

lución temporal de sus componentes así como de variables internas (presión, etc) durante la inyección, por ejemplo, el levantamiento de la aguja. Por supuesto, al ser un modelado 1D no es posible capturar todos los fenómenos que ocurren dentro del inyector, pero nos permite estimar el levantamiento aguja y usarlo en códigos *CFD* que resuelvan el flujo en 3D.

El procedimiento seguido ha sido la utilización de un modelo de AMESim existente [1, 2], donde se han incorporado las peculiaridades geométricas de esta tobera. El esquema del modelo de AMESim se muestra en la Figura 5.16, donde los distintos colores de los componentes reflejan las diversas librerías utilizadas, por ejemplo, el color verde es para los elementos de la librería de elementos mecánicos.

Una vez validado el modelo (comparando las tasas de flujo másico modeladas mediante AMESim y las experimentales) se ha obtenido la ley de levantamiento de la aguja para las cuatro presiones de inyección usadas ($P_i = 300, 800, 1300$ y 1800 bar) y para una única contrapresión ($P_b = 10 \text{ bar}$). Estas leyes de levantamiento se muestran en la Figura 5.17. Se observa, que al inicio de la inyección se produce un levantamiento de aguja hasta llegar a un nivel máximo de levantamiento, en el cuál se estabiliza hasta que empieza a descender debido el fin de la inyección. El aumento de la presión de inyección lleva asociado una disminución de los transitorios de apertura y cierre, así como un aumento del máximo levantamiento de aguja (debido a las mayores deformaciones por compresión que se producen en la aguja).

5.3.4. Resultado de la simulación del transitorio

Para el estudio del flujo interno con movimiento de aguja se ha usado la configuración de la malla obtenida en el apartado anterior, debido al algoritmo de mallado automático presente en CONVERGE (ver Sección §4.5) al moverse la aguja se van creando/destruyendo celdas aún cuando el algoritmo de *AMR* (*Adaptive Mesh Refinement*) no se encuentre activado tal como se observa en la Figura 5.18.

El levantamiento de la aguja en el instante inicial es de $1 \mu\text{m}$ para permitir que la región de fluido este conectada y los campos de presión/velocidad/etc. se adapten progresivamente desde los valores a la entrada del fluido a la salida del orificio, evitando de esta manera posibles divergencias numéricas. Para conseguir que los parámetros físicos se adapten a las condiciones de contorno, se simula un descenso de la aguja antes de iniciar la inyección. En la Figura 5.19 se muestra como la aguja durante los primeros $50 \mu\text{s}$ realiza un descenso desde un levantamiento de $100 \mu\text{m}$ y la presión que se inicializa en todo el dominio

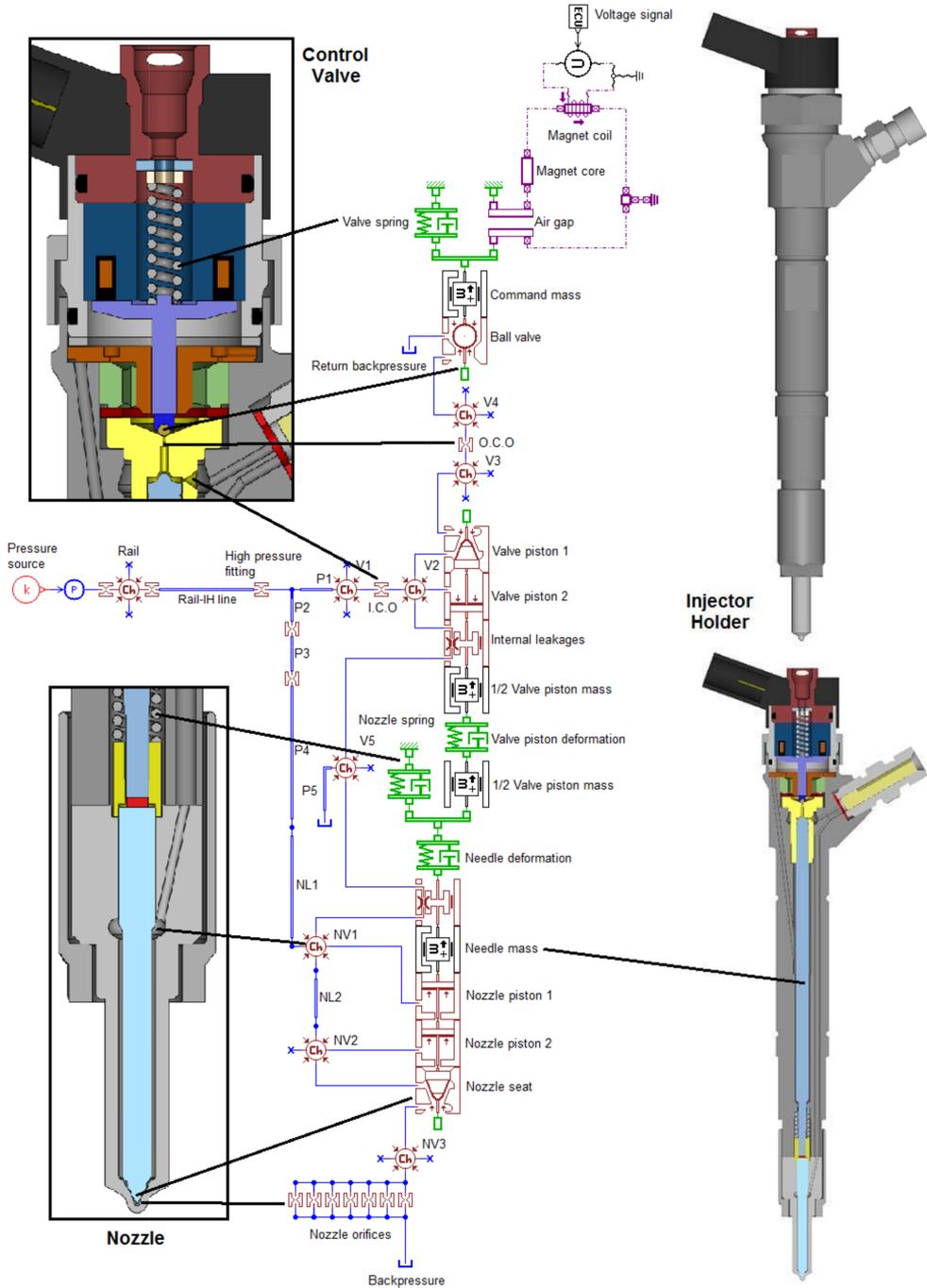


Figura 5.16: Esquema del modelo del inyector Bosch CRI2.18 en AMESim.

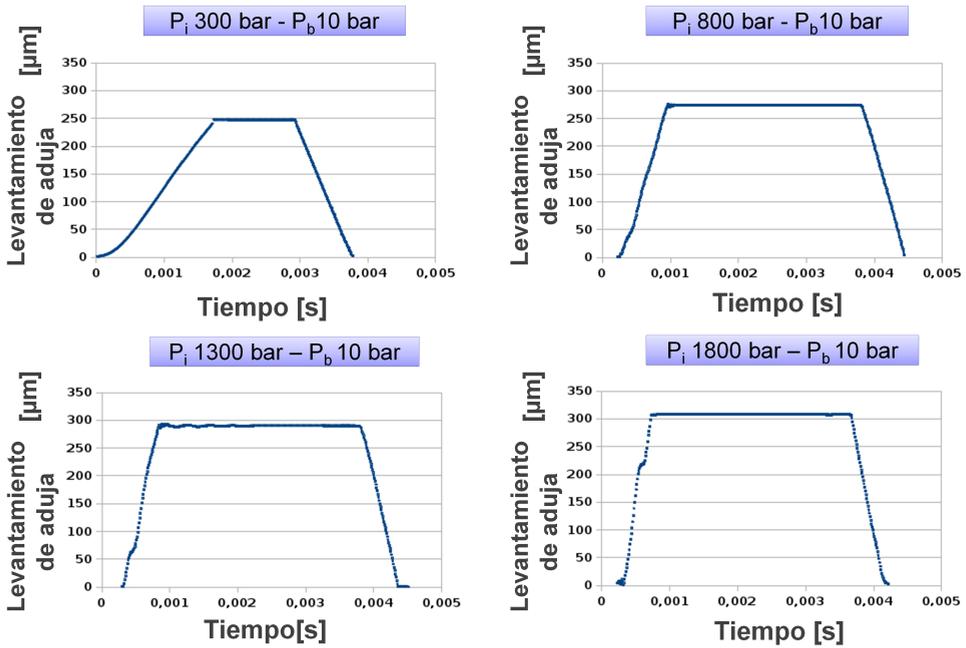


Figura 5.17: Leyes de levantamiento obtenidas mediante AMESim.

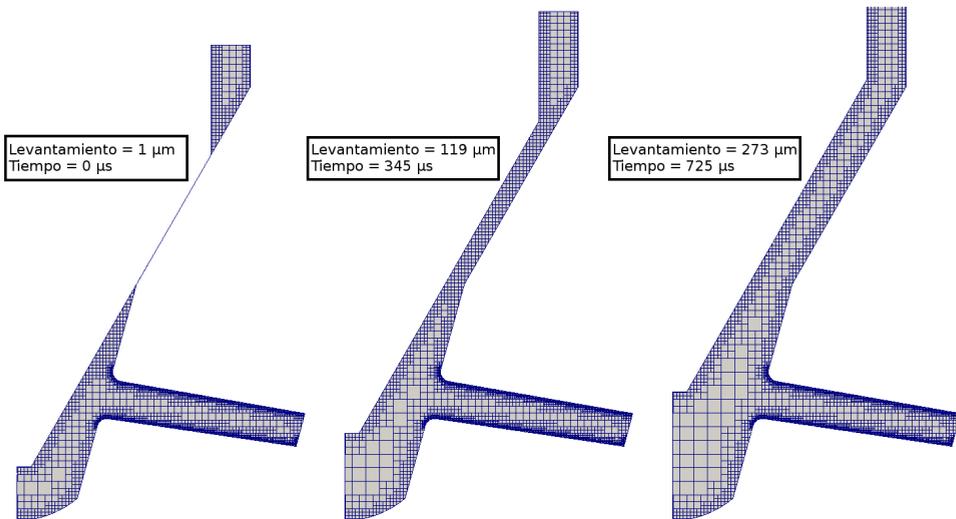


Figura 5.18: Variación de la malla al levantarse la aguja para el caso $P_i = 800$ bar - $P_b = 10$ bar.

al valor de la presión de la entrada se va adaptando a las condiciones del problema.

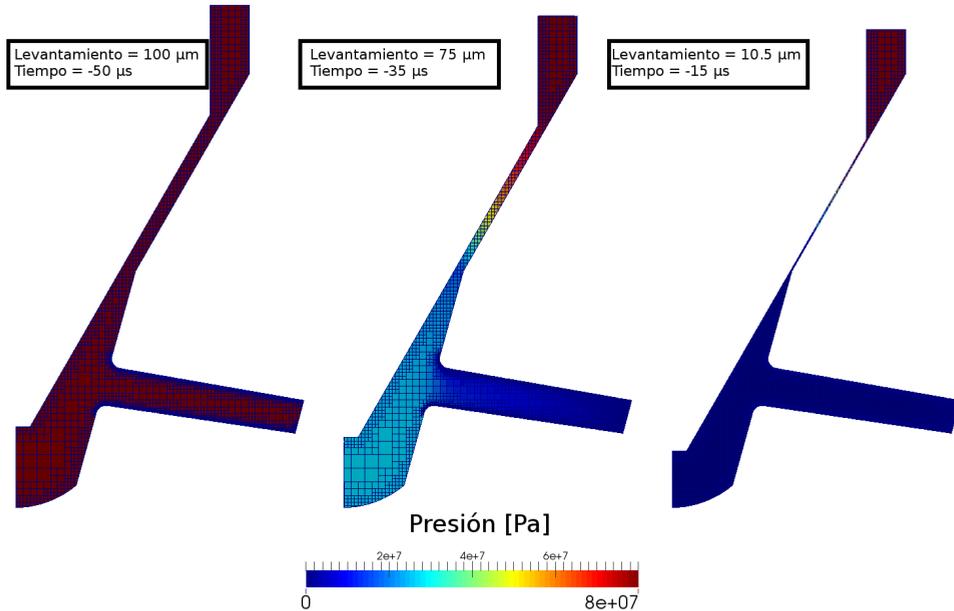


Figura 5.19: Adaptación del campo de presión para el caso $P_i = 800 \text{ bar}$ - $P_b = 10 \text{ bar}$.

A bajos levantamientos de aguja se producen altas pérdidas de presión entre la aguja y el asiento de la misma, el estudio transitorio realizado en esta sección permite el estudio detallado de estas pérdidas. Con este fin, se recurre a analizar la variación de la presión total (ver Ecuación 5.3), la cual debería conservarse a lo largo de las líneas de corriente si no hubieran pérdidas de presión, tal como se ha comentado en la Sección §2.3.2.

$$P_{Total} = P + \frac{1}{2}\rho U^2 \quad (5.3)$$

En la Figura 5.20 se muestran los contornos de presión total para 4 levantamientos distintos para el caso de presión de inyección de 1800 bar y 10 bar de contrapresión. A bajo levantamiento de aguja se observa un gradiente importante de la presión total a lo largo del asiento de la aguja, el cual va disminuyendo hasta desaparecer a medida que aumenta el levantamiento. Para observar este efecto con mayor detenimiento, se han empleado diez planos transversales equiespaciados (que se pueden observar en las imágenes de los

contornos de presión total) que recorren ampliamente todo el asiento de la aguja, la información proporcionada por estos planos se muestra en la parte inferior de la Figura 5.20 para un número mayor de levantamientos. A alto levantamiento de aguja se observa que la caída de presión en esta zona es minúscula, pero a bajo levantamiento se observa claramente aquellos planos que se encuentran en esta restricción al producirse una caída significativa de la presión total, el caso extremo es el de un levantamiento de $35 \mu m$ donde la presión total cae de 1800 bar a la entrada de la tobera a apenas 200 bar después de la restricción

En las Figuras 5.21 y 5.22 se compara la tasa de flujo másico experimental con la obtenida mediante la simulación con movimiento de aguja. El sombreado azul alrededor de la tasa simulada de flujo másico es debido a la realización de un estudio de sensibilidad respecto a los parámetros geométricos mostrados en la Tabla 5.1, utilizando para ello tres geometrías distintas: los valores medios (línea azul continua), valores medios más desviación estándar (frontera superior de la zona sombreada) y valores medios menos desviación estándar (frontera inferior de la zona sombreada). En la región estacionaria, el estudio de sensibilidad muestra una variación respecto al caso nominal de aproximadamente $\pm 5\%$. El bajo levantamiento inicial de $1 \mu m$ permite una buena captura del comportamiento transitorio del inyector, el cual coincide con gran similitud con las medidas experimentales. En las medidas experimentales se observa en la región cuasi-estacionaria una pequeña variación en el valor del flujo másico, debida a las ondas de presión producidas en el raíl, que no aparece en las simulaciones, debido a que las condiciones de contorno impuestas son de presión constante. No obstante, el flujo másico simulado es próximo al medido experimentalmente y los errores obtenidos son similares, como cabría esperar, a los obtenidos en la Sección §5.3.2, siendo el más pequeño para la presión más baja ($P_i = 300 \text{ bar}$) y el más grande para la presión más alta ($P_i = 1800 \text{ bar}$).

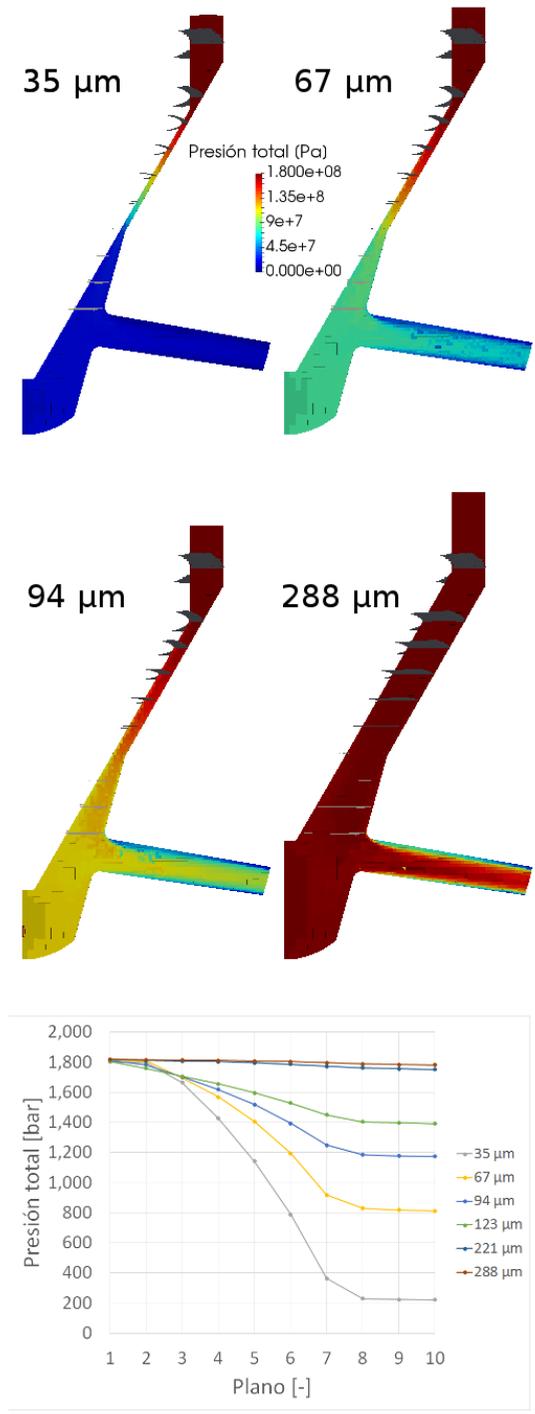


Figura 5.20: Caída de presión total a lo largo del asiento de la aguja para distintos levantamientos ($P_i = 1800 \text{ bar} - P_b = 10 \text{ bar}$).

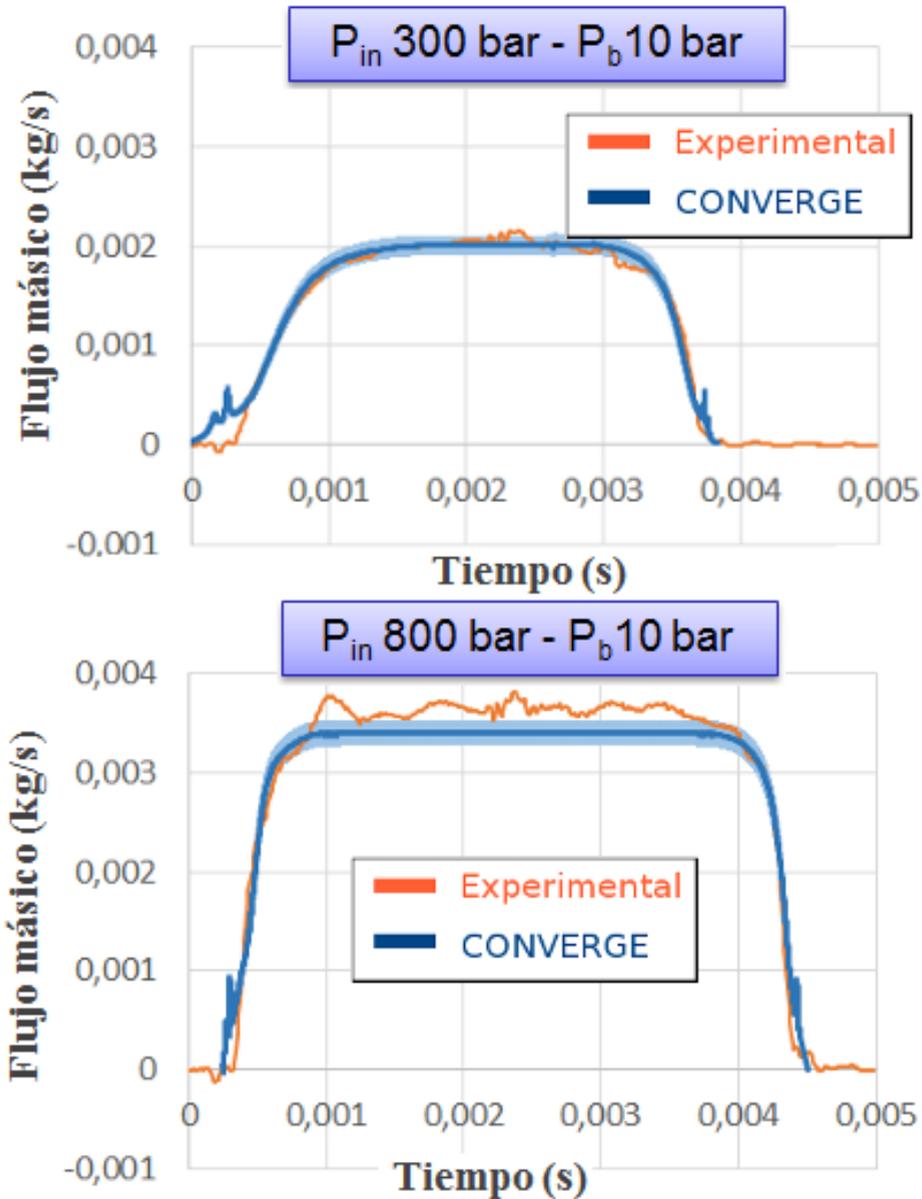


Figura 5.21: Comparación de la tasa de flujo másico obtenido con movimiento de aguja para $P_i = 300$ y $800 \text{ bar} - P_b = 10 \text{ bar}$.

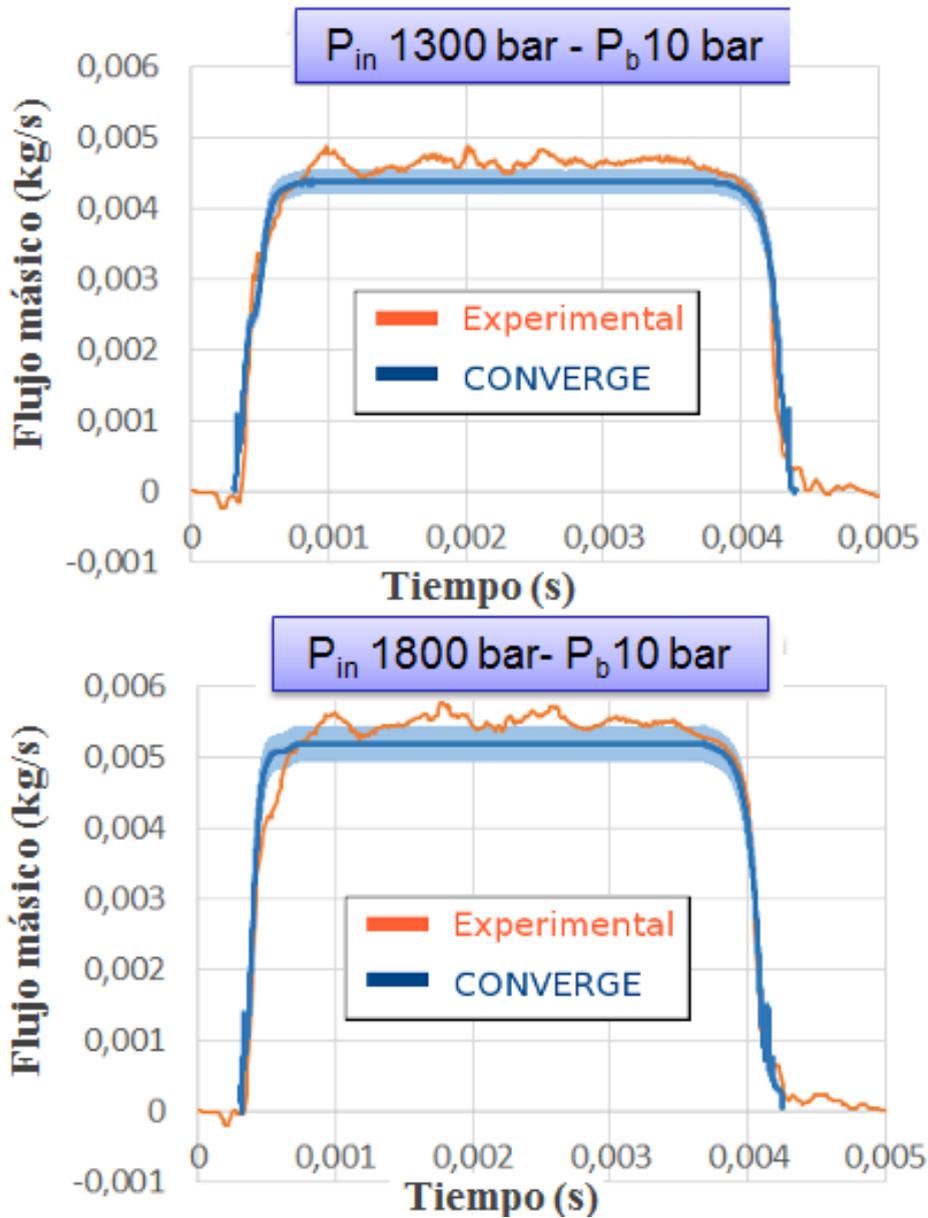


Figura 5.22: Comparación de la tasa de flujo másico obtenido con movimiento de aguja para $P_i = 1300$ y 1800 bar - $P_b = 10 \text{ bar}$.

5.3.5. Evaluación de la velocidad de inyección en el transitorio de apertura y cierre

Al principio de este capítulo se ha mostrado los coeficientes adimensionales para cada uno de los inyectores utilizados en la presente tesis en condiciones cuasi-estacionarias. El uso de condiciones cuasi-estacionarias es de gran importancia, debido a que para el cálculo de la velocidad efectiva (ver Sección §2.3.3) se requiere la medida del flujo de cantidad de movimiento, la cual presenta ciertas dificultades en condiciones transitorias, tal como se ha mencionado en la Sección §3.3.2 y se recuerda brevemente a continuación: en el caso transitorio, el sensor de presión (en el que impacta el chorro diésel) de la maqueta de cantidad de movimiento no sólo registra el termino de flujo de cantidad de movimiento, sino también un término de acumulación (ver Ecuación 5.4).

$$F = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho u dV + \dot{M} \quad (5.4)$$

Debido a esta dificultad, una estrategia para intentar solventarla en aquellos casos donde conocer el transitorio de la velocidad es importante se recurre a suponer que el coeficiente de área calculado en condiciones estacionarias es constante y no es afectado por las condiciones transitorias. Con esta suposición, es posible obtener la velocidad efectiva a partir de la señal de flujo másico, tal como se muestra en la siguiente ecuación:

$$\dot{m}_f = \rho U_{eff} A_{eff} = \rho U_{eff} C_A A_o \longrightarrow U_{eff} = \frac{\dot{m}_f}{\rho C_A A_o} \quad (5.5)$$

Esta suposición aunque sencilla, no es trivial y en el caso de toberas cavitantes es probablemente más discutible debido al desarrollo de la cavitación durante el proceso de inyección que afecta fuertemente al coeficiente C_A . El objetivo a continuación es comparar la señal de velocidad obtenida a partir de los datos experimentales del flujo de másico con la velocidad obtenida en la simulación con CONVERGE a la salida del orificio. Esta comparación en condiciones estacionarias ha sido mostrada previamente en la Figura 5.15, la comparación considerando los transitorios se muestra en la Figura 5.23, donde la señal proveniente del cálculo numérico se muestra con un sombreado azul que representa el estudio de sensibilidad respecto a los parámetros geométricos realizado. Igualmente que en la comparación del transitorio de flujo másico, se observa un buen ajuste entre ambas medidas, lo cual sirve para corroborar la bondad de la suposición del valor constante del coeficiente de área en estas toberas no cavitantes.

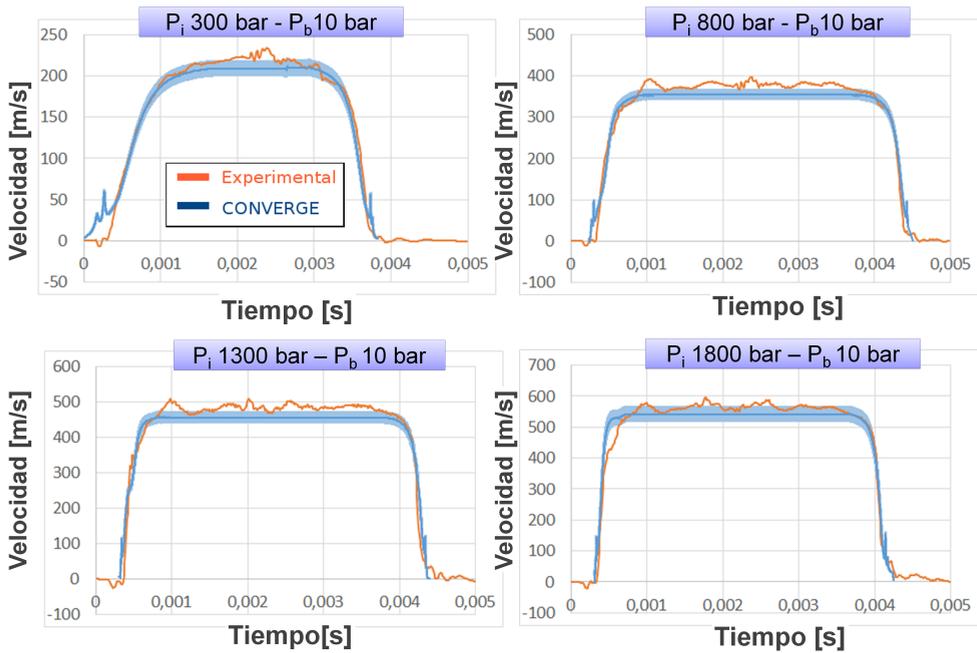


Figura 5.23: Comparación de la señal de velocidad con movimiento de aguja para todas las presiones de inyección.

5.4. Simulación del chorro diésel

En este apartado se aborda la optimización de la simulación del chorro diésel mediante un código con malla adaptativa. En primer lugar se expone el dominio computacional utilizado, para continuar con los estudios iniciales sobre la sensibilidad de las simulaciones a los parámetros numéricos y a los parámetros de los modelos del chorro. A continuación se muestra el estudio estadístico realizado sobre el inyector Bosch CRI2.18 y la posterior optimización de los parámetros del chorro para la simulación del chorro diésel de los tres inyectores diésel utilizados en la tesis.

5.4.1. Dominio computacional

El dominio computacional utilizado, igualmente que en las simulaciones del flujo interno, se ha simplificado teniendo en cuenta la simetría de la geometría. Teniendo en cuenta la geometría de la instalación experimental donde se han realizado los ensayos de visualización (ver Sección §3.4.1), el dominio computacional es un sector cilíndrico de $2\pi/7$ radianes para el inyector Bosch CRI2.18 y $2\pi/8$ radianes para el inyector Bosch CRI2.22 y el inyector Delphi DFI4, siendo la parte superior del dominio mostrado en la Figura 5.24a una condición de pared. En primer lugar se estudia el efecto de las condiciones de contorno del dominio, para obtener un sector de radio (R) y longitud (L) que no afecte a la resolución numérica de la penetración del chorro debido a la proximidad de los límites del dominio (condición de salida con presión constante). A su vez, un dominio simplificado consistente en un cilindro como el mostrado la Figura 5.24b también ha sido estudiado en este apartado. Para este estudio se usan los parámetros por defecto del código y para la malla se han elegido una malla estática con unas características conservadoras de acuerdo con la literatura existente [3], con el objetivo de asegurar la convergencia: un tamaño base de 2 mm y un refinamiento de tres niveles en la zona inicial del chorro (obteniendo un tamaño de celda de $250 \mu m$).

El dominio simplificado (Figura 5.24b), tiene la ventaja a priori de tener un menor coste computacional al no tener en cuenta efectos de pared en el chorro y de permitir abstraer del estudio el efecto de la geometría. Para observar el efecto del dominio simplificado se ha elegido una longitud del cilindro de 100 mm y se ha variado el radio del cilindro de 5 a 50 mm. Sin embargo, tal como se muestra en la Figura 5.25 para $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$, la simulación se encuentra fuertemente afectada por el tamaño del dominio incluso a penetraciones pequeñas. Por lo tanto, no constituye un dominio computacionalmente válido.

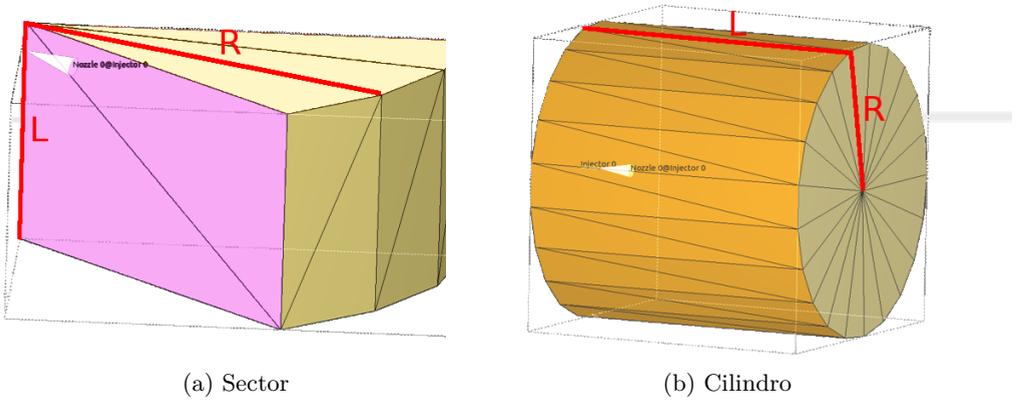


Figura 5.24: Dominio computacional.

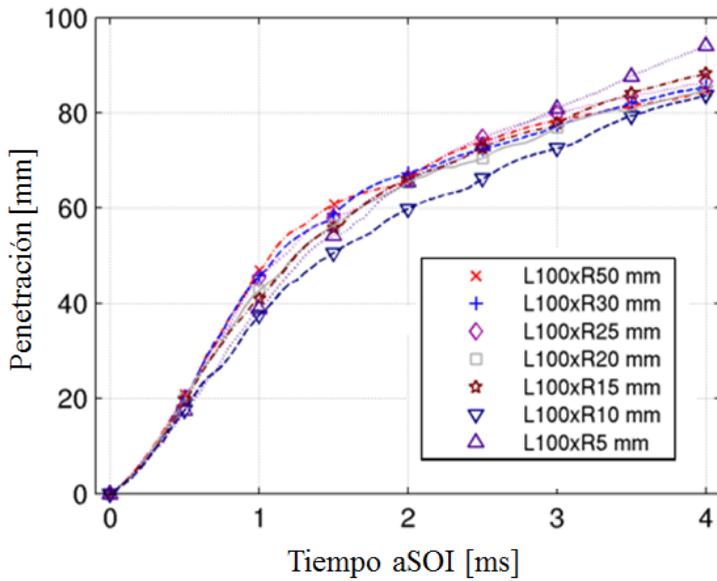


Figura 5.25: Sensibilidad de la simulación al dominio computacional de tipo cilindro ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

Al estudiar el sector cilíndrico (Figura 5.24a), se observa que la variación del radio manteniendo constante la longitud del sector (ver Figura 5.26a) afecta ligeramente la solución numérica, pero sin tener un gran efecto. Una longitud de 100 mm es suficiente para conseguir que el efecto del tamaño del dominio sea pequeño. Por otro lado, se observa que la variación de la longitud manteniendo constante el radio del sector (ver Figura 5.26b) tiene un efecto despreciable cuando el radio del sector supera los 25 mm .

Con esta información, para los posteriores análisis se utiliza el dominio computacional del sector cilíndrico con una longitud de 100 mm y un radio de 25 mm .

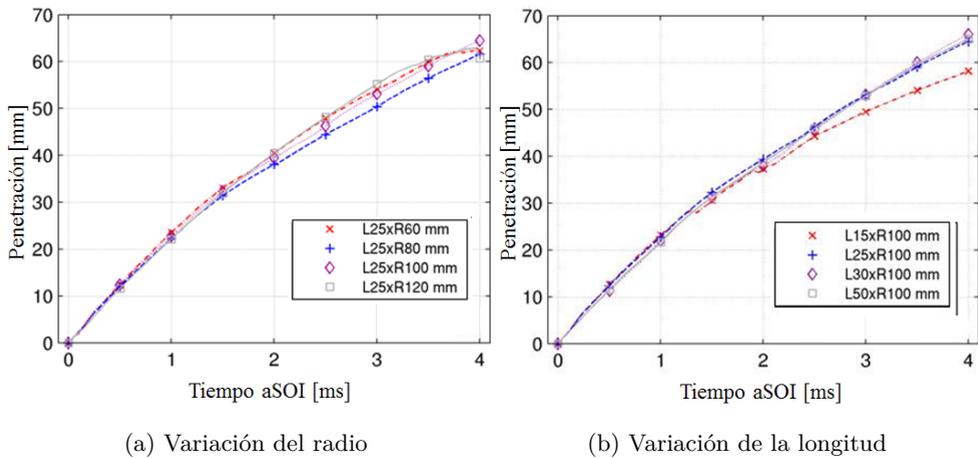


Figura 5.26: Sensibilidad de la simulación al dominio computacional tipo sector ($P_i = 1800\text{ bar}$ y $P_b = 70\text{ bar}$).

5.4.2. Refinamiento de malla adaptativo (*AMR*)

En este apartado se estudia el efecto del algoritmo de *AMR* (ver Sección §4.5) para las variables de velocidad, temperatura y concentración variando los niveles de refinado del algoritmo y los niveles de *sub-grid*. Tanto la variable de concentración como la de temperatura son importantes en el caso evaporativo, por ello se empieza el estudio con el campo de velocidad que presenta fuertes gradientes tanto en casos evaporativos como en casos no evaporativos.

Se observa en la Figura 5.27 el efecto del uso de los distintos niveles de refinamientos para el *AMR* por velocidad. El aumento del nivel de refinado

afecta a la solución numérica y aumenta el tiempo de cálculo. Siendo más evidente el efecto en la solución numérica a niveles de refinado bajos. Para el caso de ejemplo utilizado, se observa una mayor penetración al aumentar el nivel de refinado, para un tiempo de simulación de dos milisegundos. Al usar un nivel de refinado de 1 (tamaño mínimo de celda de 1 mm) se obtiene una penetración de 27,4 mm, al comparar con el nivel de refinado 2 (tamaño mínimo de celda de 500 μm) se obtiene un incremento sustancial del 43,3 % (39,3 mm). En cambio, al aumentar del nivel de refinado 2 al 3 (tamaño mínimo de celda de 250 μm) y del 3 al 4 (tamaño mínimo de celda de 125 μm) el incremento se reduce al 8,9 % (42,8 mm) y al 3,5 % (44,29 mm) respectivamente. Entre los niveles de refinado 3 y 4 se observa poca diferencia numérica, pero, el tiempo de cálculo (utilizando ocho procesadores Intel®Xeon®E5-2640 de forma simultánea) prácticamente se óctuplica llegando a 58,1 horas para el caso con un nivel de refinado de 4, por ello para hacer el presente estudio de forma abordable computacionalmente, se opta por un tamaño mínimo de celda de 250 μm .

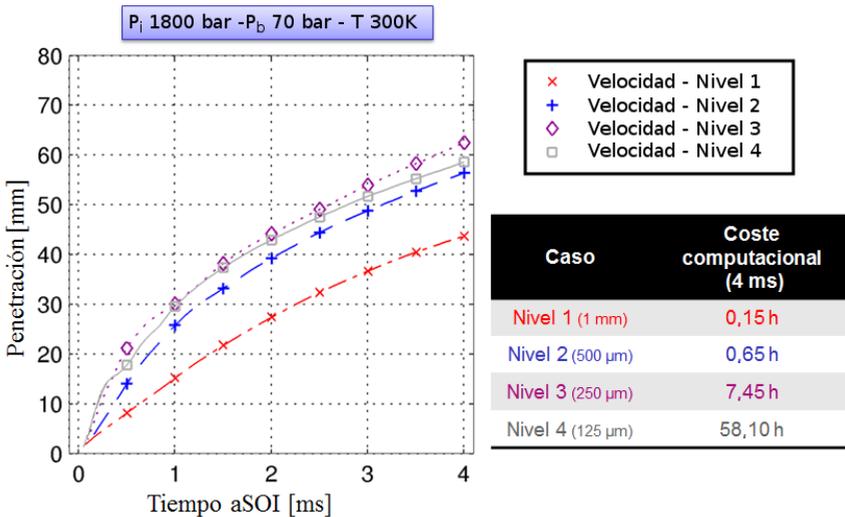


Figura 5.27: AMR por velocidad (niveles) - Caso no evaporativo (*sub-grid* 1 m/s).

En el caso evaporativo (ver Figura 5.28), se observa el mismo comportamiento que el descrito anteriormente, pero el coste computacional aumenta ligeramente, llegando a 12 horas para un nivel de refinado de 3. A priori, tampoco cabría esperar gran diferencia con el caso evaporativo, debido a que la velocidad a la salida de la tobera viene determinada principalmente por el sal-

to de presiones (ver Sección §2.3.2) entre la presión de inyección y la presión de la cámara.

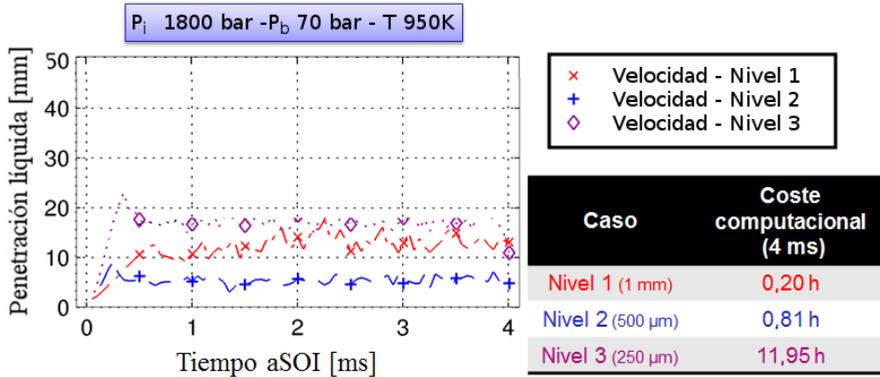


Figura 5.28: *AMR* por velocidad (niveles) - Caso evaporativo (*sub-grid* 1 *m/s*).

Al estudiar el efecto del valor del *sub-grid* al utilizar *AMR* por velocidad con un nivel de refinado 3, no se aprecia un cambio sustancial entre los diferentes valores elegidos (0,1, 1 y 10 *m/s*) para el estudio, cubriendo con ellos el rango de valores recomendados [4]. Por ello, se ha elegido el valor que conlleva un menor coste computacional (1 *m/s*).

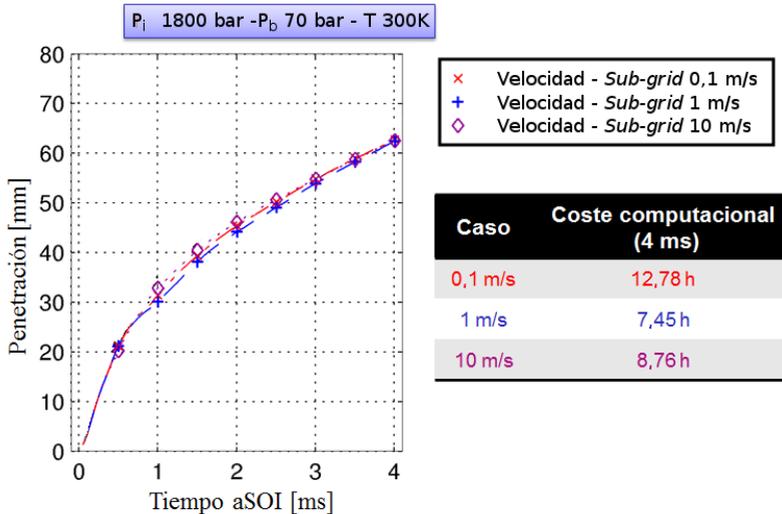


Figura 5.29: *AMR* por velocidad (*sub-grid*) - Caso no evaporativo (tamaño mínimo de celda 250 μ m).

Al considerar el caso evaporativo, existen otros dos campos físicos (concentración y temperatura) a considerar para el algoritmo de *AMR*. Como se ha observado en la Figura 5.28 al realizar un *AMR* por velocidad en el caso evaporativo con un nivel de refinado 3 y un valor *sub-grid* de 1 *m/s* se obtiene una penetración líquida que se estabiliza rápidamente. Tal como se observa en la Figura 5.30, el mismo perfil se obtiene para el *AMR* por concentración y por temperatura, pero el valor del *sub-grid* sí que es influyente en algunos casos, siendo por ello recomendable el uso de *AMR* por velocidad al no cambiar sustancialmente la solución entre el rango de valores recomendados y permitir el uso del mismo criterio para casos evaporativos y no evaporativos.

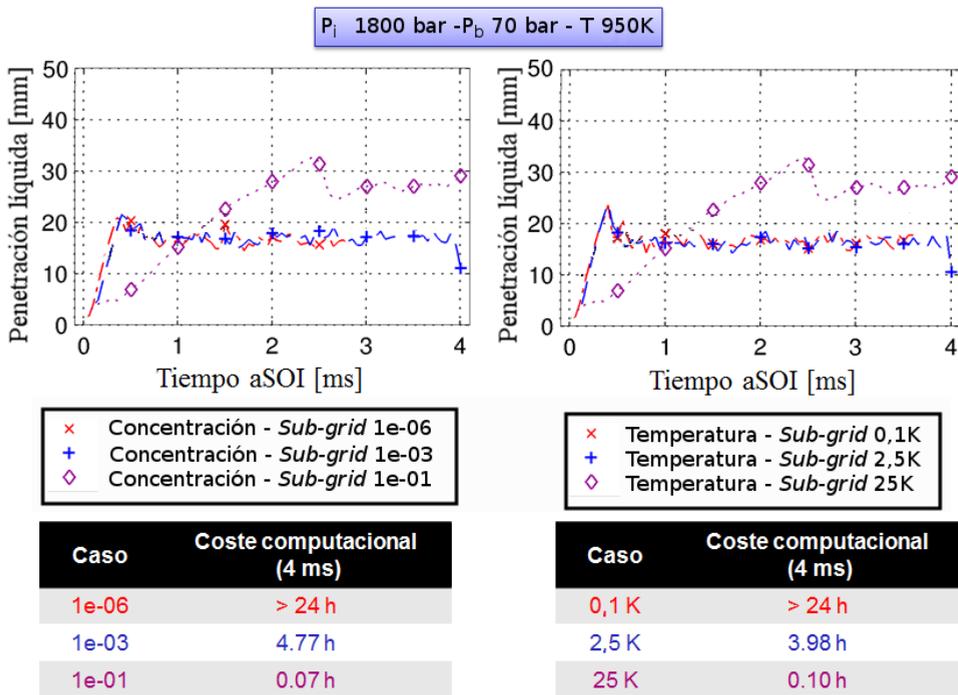


Figura 5.30: *AMR* por temperatura y concentración (*sub-grid*) - Caso evaporativo (tamaño mínimo de celda 250 μm).

5.4.3. Sensibilidad a parámetros numéricos

Una vez fijadas las características del algoritmo de *AMR*, se estudia el efecto individual de los distintos parámetros numéricos (número de iteraciones, *CFL*, ...). De igual forma que se ha procedido anteriormente, se muestran en este apartado solamente un par de ejemplos sobre la influencia en la simulación

de los parámetros numéricos. La totalidad de los casos estudiados se muestra en el anexo (Sección §A.4).

El primer ejemplo elegido es la influencia del criterio de convergencia para la ecuación de momento (Sección §4.2.2). Se observa en la Figura 5.31 un solapamiento de las curvas, con apenas diferencias en el resultado de la simulación, alrededor de 1 ms es donde se observa la mayor diferencia (< 4%), no obstante los dos casos extremos (tolerancia de 1e-04 y 1e-06) son prácticamente idénticos y al no haber una diferencia substancial en el tiempo de simulación, se ha optado por mantener el valor con un criterio de convergencia menor (1e-06) para los siguientes apartados, i.e. se asegura una mejor resolución numérica de la ecuación del momento sin perjudicar el coste computacional de la simulación.

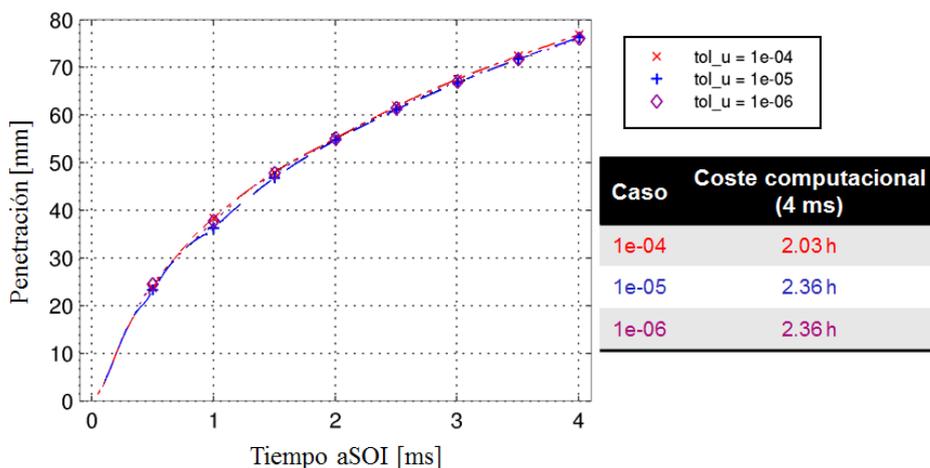


Figura 5.31: Ejemplo de la influencia del criterio de convergencia para la ecuación de momento ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

El segundo caso que se ha elegido es la influencia del número de Courant–Friedrichs–Lewy. Para estudiar la influencia de este parámetro se han elegido tres valores: un valor mínimo de 0,05 que se corresponde con el mínimo recomendado por el manual, principalmente para casos cavitantes, un valor máximo de 2 (este valor superior a 1 se puede utilizar sin la existencia de inestabilidades numéricas debido a que las ecuaciones se resuelven de forma implícita) y un valor intermedio de 0,5 que es recomendado en el manual y usado ampliamente en la literatura. En la Figura 5.32, se observa que hay una pequeña influencia del parámetro en la penetración del chorro, mientras que

para los valores de 2 y 0,5 la curva de penetración apenas sufre cambios, para el caso con el valor mínimo de 0,05 sí que se observa un cambio más marcado, a su vez el tiempo de cálculo se multiplica por dieciséis. Si el chorro diésel se estuviera resolviendo completamente en vez de modelarse (ver Sección 4.4) se estaría obligado a elegir el valor de 0,05, lo cual conllevaría unos intervalos temporales muy pequeños. No obstante los modelos utilizados también son sensibles al tamaño del intervalo temporal, por ejemplo en el modelo de colisión NTC (Sección §4.4.3) si el intervalo temporal es demasiado pequeño no es factible obtener una muestra representativa de las gotas que se van a colisionar. Por ello, se ha optado en este caso en mantener el valor del parámetro a 0,5, lo que permite la realización de las simulaciones en un tiempo razonable.

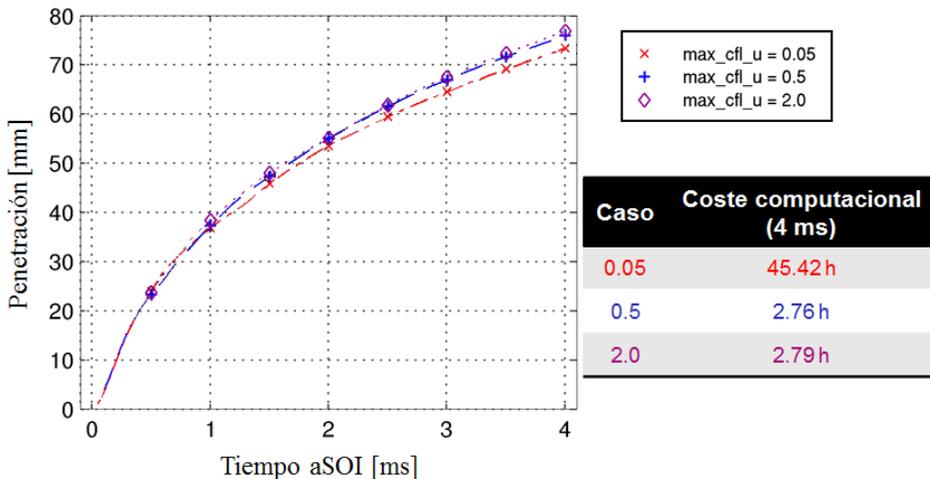


Figura 5.32: Ejemplo de la influencia del número de Courant–Friedrichs–Lewy ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

5.4.4. Sensibilidad a parámetros físicos del chorro

En este apartado, se expone el estudio inicial sobre los parámetros físicos del chorro (i.e. los parámetros de los que dependen los modelos del chorro diésel). Estos parámetros han sido introducidos en la Sección §4.4. De la misma forma con la que se ha procedido anteriormente se mostrarán un par de ejemplos en esta sección, dejando para el apéndice la totalidad de los casos estudiados (Sección §A.5). A su vez, se muestra una tabla con los parámetros que se han mostrado más sensibles en el estudio, para proceder con ellos al estudio estadístico en el próximo apartado.

El primer ejemplo elegido es la constante de tamaño, C_{RT} , del modelo de Rayleigh-Taylor (ver Sección §4.4.2). En las Figuras 5.33 y 5.34 se puede observar la influencia del parámetro y cómo esta influencia se acentuó en el caso evaporativo. Al aumentar el parámetro C_{RT} , el tamaño de las gotas generadas por el modelo de Rayleigh-Taylor aumenta y con ello la inercia de las gotas. Como se observa en la Figura 5.33, el aumento del parámetro de 0,1 a 0,5 aumenta la penetración del chorro diésel simulado. Otro efecto que se observa es la poca o nula influencia que se encuentra en el parámetro C_{RT} al superar el valor de 0,5, esto es debido al uso de dos modelos de atomización (Rayleigh-Taylor y Kelvin-Helmholtz), tal como se ha comentado en la Sección §4.4, el uso conjunto del modelo de Rayleigh-Taylor y el de Kelvin-Helmholtz implica que aunque un modelo (en este caso el de Rayleigh-Taylor) no pueda ser responsable de la rotura de una gota (e.g. por predecir un tamaño de las nuevas gotas superior al actual) el otro modelo sí que puede generar la rotura, i.e. un efecto indirecto del aumento del parámetro C_{RT} es el aumento de la importancia del modelo de Kelvin-Helmholtz en la simulación. Por ese motivo el parámetro C_{RT} es uno de los elegidos para el estudio estadístico.

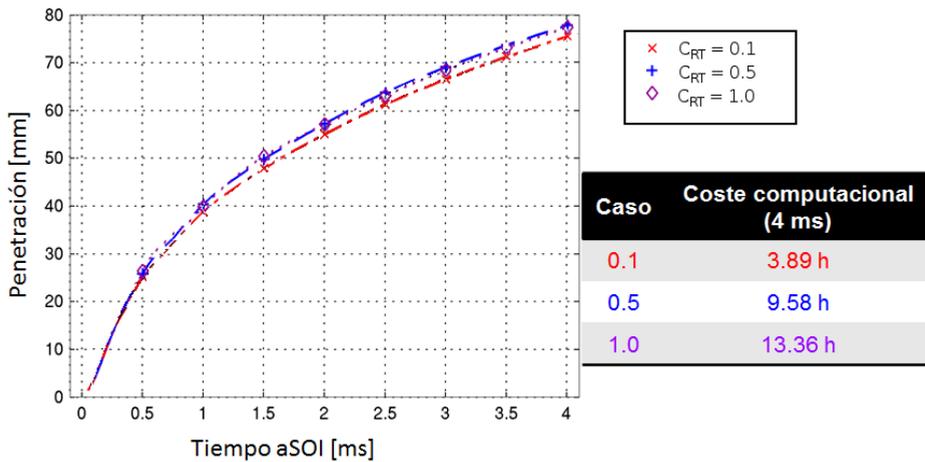


Figura 5.33: Ejemplo de la influencia de la constante de tamaño del modelo de Rayleigh-Taylor, C_{RT} , ($T = 900K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

Tal como se observa en la Figura 5.34 al aumentar el parámetro C_{RT} aumenta la penetración líquida. Esto es debido, tal como se ha comentado en el párrafo anterior, a que el tamaño de las gotas generadas por el modelo de atomización de Rayleigh-Taylor depende de forma lineal con este parámetro, por lo tanto, las gotas generadas necesitan más tiempo para vaporizarse al

tener mayor tamaño. Igualmente al caso no evaporativo, la influencia del parámetro C_{RT} por encima de 0,5 es escasa debido a la mayor importancia que cobra el modelo de atomización de Kelvin-Helmholtz, siendo responsable de la mayoría de las roturas de las gotas.

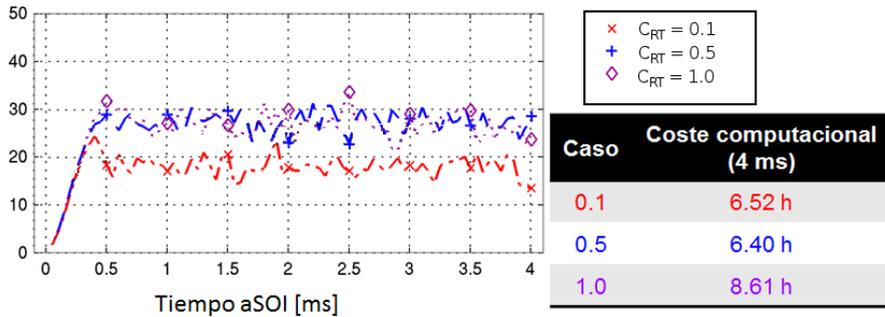


Figura 5.34: Ejemplo de la influencia de la constante de tamaño del modelo de Rayleigh-Taylor, C_{RT} , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

El otro ejemplo que se muestra en este apartado es el parámetro, c_s , que aparece en la Ecuación 4.13 modulando el término fuente de la dispersión turbulenta de las *parcels* (ver Sección §4.4.5). A diferencia del caso anterior, se puede observar en las Figuras 5.35 y 5.36 el efecto del parámetro se acentúa a baja temperatura. Lo cual es debido a que el término fuente donde interviene hace referencia a la dispersión turbulenta de las *parcels*, las cuales a alta temperatura se evaporan y se pasa de una descripción lagrangiana de las *parcels* a una descripción euleriana del vapor.

Después de este estudio se han seleccionado los siguientes siete parámetros a estudiar con más detalle mediante el estudio estadístico del próximo apartado:

- C_1 : Constante de velocidad del modelo de atomización de Kelvin-Helmholtz (ver Sección §4.4.2).
- B_1 : Constante de tiempo del modelo de atomización de Kelvin-Helmholtz (ver Sección §4.4.2).
- C_I : Constante de tiempo del modelo de atomización de Rayleigh-Taylor (ver Sección §4.4.2).
- C_{RT} : Constante de tamaño del modelo de atomización de Rayleigh-Taylor (ver Sección §4.4.2).

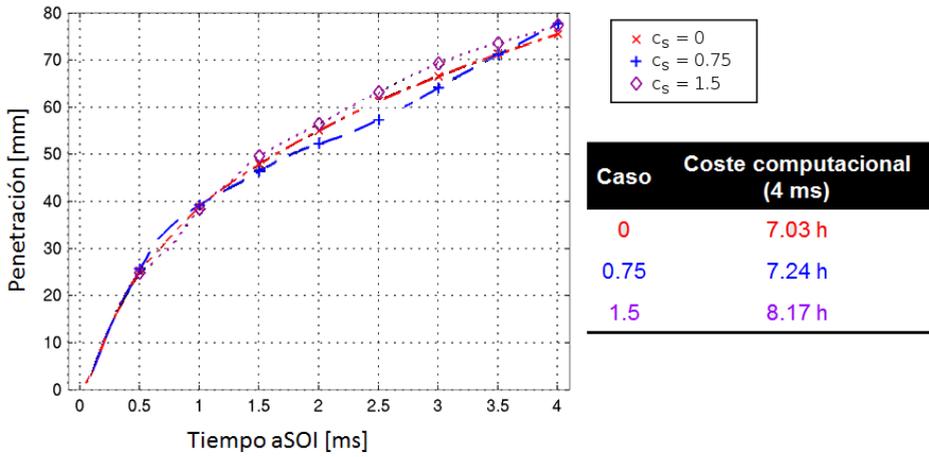


Figura 5.35: Ejemplo de la influencia del parámetro del término fuente de dispersión turbulenta, c_s , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

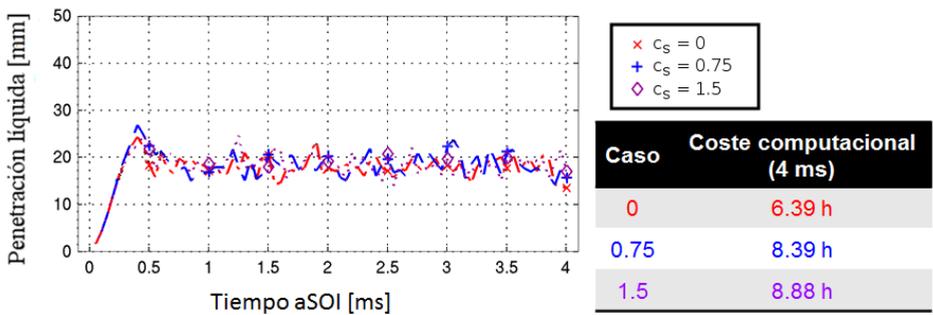


Figura 5.36: Ejemplo de la influencia del parámetro del término fuente de dispersión turbulenta, c_s , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

- C_{bl} : Constante de longitud del acoplamiento de los modelos de atomización de Kelvin-Helmholtz y el de Rayleigh-Taylor (ver Sección §4.4.2).
- c_s : Constante que modula el término fuente de la dispersión turbulenta de las *parcels* (ver Sección §4.4.5).
- c_{ps} : Constante que interviene en el cálculo del tiempo de correlación turbulento de las *parcels* (ver Sección 4.4.5).

5.4.5. Estudio estadístico

Para la selección de los parámetros estadísticamente significativos se ha llevado a cabo un diseño de experimentos (ver Sección §A.6). A los siete parámetros seleccionados en la sección anterior se han añadido tres factores para tener en cuenta las condiciones de inyección (presión de inyección, contrapresión y temperatura). Ante la imposibilidad de realizar un diseño multifactorial completo, se ha reducido respecto al criterio D-óptimo (ver Sección §A.6) a las 69 simulaciones que se muestran en la Tablas 5.10 y 5.11. Como variable a analizar se ha seleccionado el error relativo respecto la penetración líquida del chorro entre las simulaciones y las medidas experimentales. Debido a que la penetración depende del tiempo, este error presenta una pequeña dificultad inicial para su definición al haber varios criterios posibles (e.g. el error relativo 1 *ms* después del inicio de la inyección o el error relativo cuando el chorro ha penetrado 30 *mm*). En la presente tesis se ha optado por el siguiente criterio:

- Caso no evaporativo: En el caso no evaporativo, la variación instantánea a instante es considerada realizando un promediado temporal del error respecto a la variable penetración, $S. \epsilon = \frac{100}{T} \int_0^T \left| \frac{S_{exp}(t) - S_{sim}(t)}{S_{exp}(t)} \right| dt$
- Caso evaporativo: En el caso evaporativo, para reducir el ruido numérico que podría generar la comparación instante a instante, se utiliza las características del choro ya promediadas (LL , longitud líquida). $\epsilon = 100 \frac{|LL_{exp} - LL_{sim}|}{LL_{exp}}$

El motivo del módulo dentro de la integral es para evitar que sobrepredicciones de la penetración se puedan cancelar con subpredicciones en instantes temporales distintos y por consiguiente se obtuviesen errores relativos bajos en casos donde la simulación no produce un buen resultado. El módulo en el caso evaporativo es consecuencia de la definición del caso evaporativo, donde el error es siempre positivo.

En el diagrama de Pareto de la Figura 5.37 se muestran las interacciones significativas considerando un p-valor de 1%. En concreto, se observan dos factores significativos de parámetros de los modelos del chorro: la constante de tiempo del modelo de atomización de Kelvin-Helmholtz (B_1) y la constante de tamaño del modelo de atomización de Rayleigh-Taylor (C_{RT}). Además, se observa una fuerte influencia de la temperatura, lo cual no es sorprendente debido a que el rango de temperaturas utilizado incluye casos no evaporativos y casos evaporativos, y por tanto el uso de un modelo de evaporación a alta temperatura, mientras que a baja temperatura el modelo no se activa.

p_b [bar]	p_i [bar]	T [K]	C_I [-]	c_{ps} [-]	c_s [-]	B_1 [-]	C_{RT} [-]	C_{bl} [-]	C_1 [-]	ϵ [%]
30	800	303,15	0,5	0	0	5	0,1	50	0,376	18,68
30	300	303,15	0,5	0	0	5	0,5	0	0,376	68,33
30	800	303,15	0,5	0	0	5	0,5	0	0,094	28,63
30	300	303,15	0,5	0	0	100	0,1	0	0,094	55,64
30	1800	950	0,5	0	0	100	0,5	0	0,376	179,98
30	1800	303,15	0,5	0	1,5	5	0,1	0	0,376	8,17
30	300	950	0,5	0	1,5	5	0,5	0	0,094	90,87
30	1800	950	0,5	0	1,5	100	0,1	50	0,094	71,45
30	300	950	0,5	0	1,5	100	0,5	50	0,376	168,1
30	800	303,15	0,5	0	1,5	100	0,5	50	0,094	12,62
30	300	303,15	0,5	0,16432	0	5	0,1	50	0,094	48,85
30	1800	950	0,5	0,16432	0	5	0,1	50	0,376	31,7
30	800	303,15	0,5	0,16432	0	100	0,1	0	0,376	7,44
30	1800	303,15	0,5	0,16432	0	100	0,1	50	0,376	7,15
30	300	950	0,5	0,16432	1,5	5	0,1	0	0,376	38,95
30	800	950	0,5	0,16432	1,5	5	0,1	50	0,094	53,22
30	800	950	0,5	0,16432	1,5	5	0,5	50	0,376	54,82
30	1800	303,15	0,5	0,16432	1,5	5	0,5	50	0,094	4,72
30	1800	303,15	0,5	0,16432	1,5	100	0,1	0	0,094	7,31
30	300	303,15	0,5	0,16432	1,5	100	0,5	0	0,376	69,12
30	300	950	0,5	0,16432	1,5	100	0,5	50	0,094	169,18
30	800	950	2	0	0	5	0,5	0	0,376	17,89
30	300	950	2	0	0	5	0,5	50	0,094	27,99
30	1800	303,15	2	0	0	100	0,5	50	0,376	5,74
30	800	303,15	2	0	1,5	5	0,1	0	0,094	16,52
30	800	303,15	2	0	1,5	5	0,5	0	0,376	18,49
30	1800	303,15	2	0	1,5	100	0,5	0	0,094	13,62
30	800	950	2	0	1,5	100	0,5	50	0,094	155,09
30	300	303,15	2	0,16432	0	5	0,5	0	0,094	51,88
30	800	303,15	2	0,16432	0	5	0,5	50	0,094	8,07
30	1800	950	2	0,16432	0	100	0,1	0	0,094	58,78
30	300	950	2	0,16432	0	100	0,5	50	0,376	167,32
30	300	303,15	2	0,16432	1,5	5	0,1	50	0,376	51,55
30	1800	950	2	0,16432	1,5	5	0,5	0	0,376	57,38
30	800	950	2	0,16432	1,5	100	0,1	0	0,376	54,26

Tabla 5.10: DOE reducido (Parte 1) - Criterio D-óptimo (eficiencia 61,2%).

p_b [bar]	p_i [bar]	T [K]	C_I [-]	c_{ps} [-]	c_s [-]	B_1 [-]	C_{RT} [-]	C_{bl} [-]	C_1 [-]	ϵ [%]
70	300	950	0,5	0	0	5	0,1	0	0,376	41,95
70	1800	303,15	0,5	0	0	5	0,1	50	0,094	24,61
70	300	303,15	0,5	0	0	100	0,1	50	0,376	51,19
70	800	303,15	0,5	0	0	100	0,5	0	0,376	16,26
70	300	950	0,5	0	0	100	0,5	50	0,094	220,59
70	300	303,15	0,5	0	1,5	5	0,1	0	0,094	60,92
70	1800	950	0,5	0	1,5	5	0,5	0	0,376	75,78
70	800	950	0,5	0	1,5	100	0,1	0	0,094	66,57
70	1800	303,15	0,5	0	1,5	100	0,5	0	0,094	7,55
70	300	950	0,5	0,16432	0	5	0,5	0	0,094	48,52
70	1800	303,15	0,5	0,16432	0	5	0,5	0	0,376	21,3
70	800	303,15	0,5	0,16432	0	5	0,5	50	0,376	4,26
70	800	950	0,5	0,16432	0	100	0,1	50	0,094	86,53
70	800	950	0,5	0,16432	0	100	0,5	0	0,376	149,47
70	800	303,15	0,5	0,16432	1,5	5	0,1	0	0,376	7,2
70	1800	950	0,5	0,16432	1,5	5	0,1	0	0,094	40,91
70	300	950	0,5	0,16432	1,5	100	0,1	50	0,376	100,97
70	800	303,15	0,5	0,16432	1,5	100	0,5	0	0,094	21,05
70	300	303,15	2	0	0	5	0,1	50	0,094	52,23
70	1800	950	2	0	0	5	0,5	0	0,094	20,15
70	1800	950	2	0	0	100	0,1	0	0,376	54,65
70	300	950	2	0	0	100	0,5	0	0,094	239,02
70	800	950	2	0	1,5	5	0,1	50	0,376	6,39
70	800	303,15	2	0	1,5	5	0,5	50	0,094	6,39
70	1800	303,15	2	0	1,5	5	0,5	50	0,376	19,06
70	300	303,15	2	0	1,5	100	0,1	0	0,376	52,96
70	300	303,15	2	0,16432	0	100	0,1	0	0,376	41,99
70	800	950	2	0,16432	0	100	0,5	0	0,094	202,31
70	300	303,15	2	0,16432	0	100	0,5	50	0,094	56,72
70	1800	303,15	2	0,16432	1,5	5	0,1	50	0,094	20,79
70	300	950	2	0,16432	1,5	5	0,5	0	0,376	45,99
70	300	950	2	0,16432	1,5	100	0,1	50	0,094	121,84
70	800	303,15	2	0,16432	1,5	100	0,5	50	0,376	9,34
70	1800	950	2	0,16432	1,5	100	0,5	50	0,094	212

Tabla 5.11: DOE reducido (Parte 2) - Criterio D-óptimo (eficiencia 61,2%).

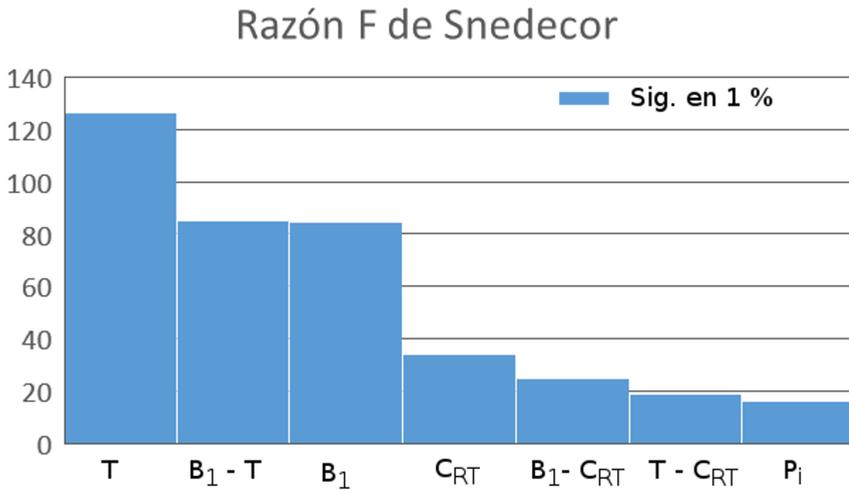


Figura 5.37: Diagrama de Pareto de las interacciones significativas al 1%.

Respecto al parámetro B_1 , se puede observar en la Figura 5.38 (igual a la mostrada en la sección anterior, pero añadiendo la medida experimental) que aunque el parámetro tiene una influencia relevante en la predicción de la longitud líquida, esta influencia va en sentido contrario al deseado. Por ello, se fija este parámetro al valor mínimo (5) y se procede en el próximo apartado a la optimización teniendo en cuenta el parámetro C_{RT} . También relacionado en el parámetro B_1 , se observa una interacción doble significativa con la temperatura, esto es debido a que la influencia del parámetro es mayor en condiciones evaporativas (ver Figura 5.38), mientras que en condiciones no evaporativas (ver Figura 5.39), el parámetro B_1 tiene un efecto pequeño. La otra interacción doble donde aparece el parámetro B_1 es la que relaciona ambos modelos de rotura (Kelvin-Helmholtz y Rayleigh-Taylor), la cuál era esperable debido al efecto comentado en la Sección 5.4.4, el uso conjunto de dos modelos de rotura implica que cuando uno de ellos aumenta su influencia el efecto del otro disminuye.

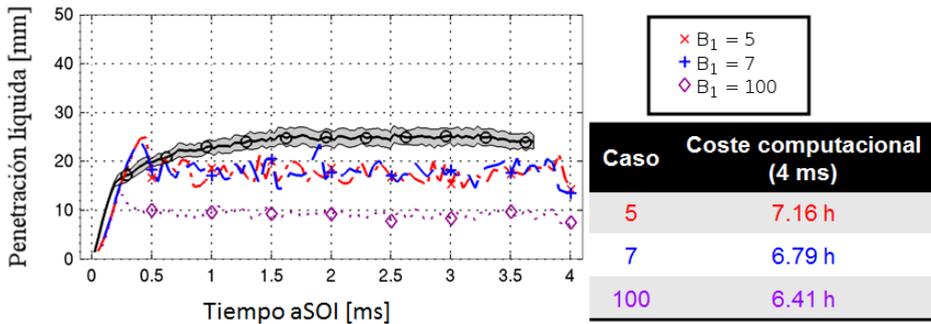


Figura 5.38: Ejemplo de la influencia respecto a la medida experimental de la constante de tiempo del modelo de Kelvin-Helmholtz, B_1 , ($T = 950 K$, $P_i = 1800 bar$ y $P_b = 70 bar$).

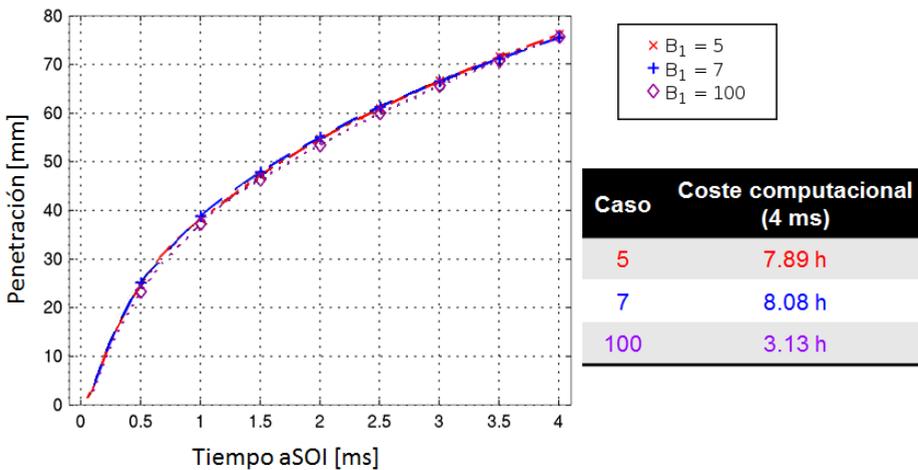


Figura 5.39: Ejemplo de la influencia de la constante de tiempo del modelo de Kelvin-Helmholtz, B_1 , ($T = 303K$, $P_i = 1800 bar$ y $P_b = 70 bar$).

5.4.6. Optimización

El estudio de la influencia del parámetro C_{RT} se ha hecho de forma sistemática para cada una de las presiones de inyección. Por ejemplo, se muestra en la Figura 5.40 la influencia a una temperatura de 950 K , una presión de inyección de 1300 bar y una contrapresión de 70 bar . Se observa que el caso que minimiza el error es el de $C_{RT} = 0,25$, mientras que el caso anterior $C_{RT} = 0,1$ subpredice significativamente la longitud líquida. También se observa que el parámetro C_{RT} deja de tener influencia para valores superiores a $0,5$.

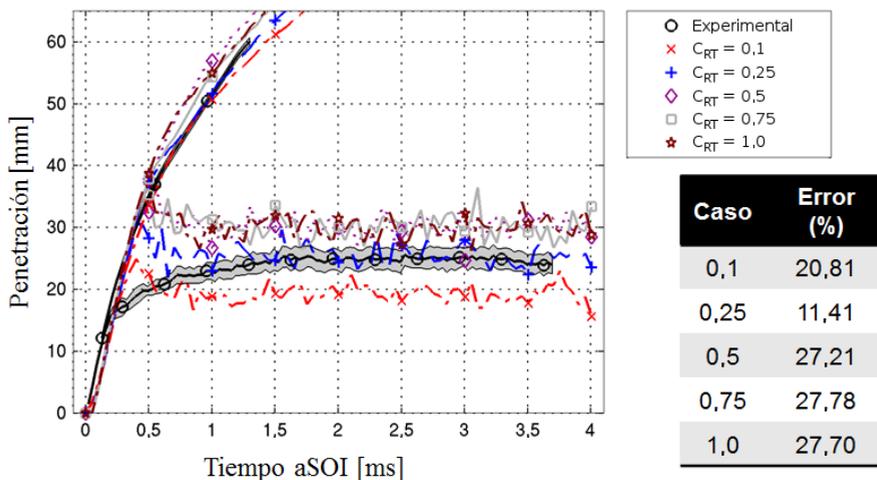


Figura 5.40: Influencia del parámetro C_{RT} , ($T = 950\text{ K}$, $P_i = 1300\text{ bar}$ y $P_b = 70\text{ bar}$).

Este comportamiento se observa mejor en la Figura 5.41 donde se ha resumido toda la información sobre la influencia del parámetro C_{RT} . En condiciones no evaporativas ($T = 300\text{ K}$) el error se mantiene en todos los casos por debajo del 10% , pero en el caso evaporativo ($T = 950\text{ K}$), el error es mucho más sensible al valor del parámetro C_{RT} y se observa una dicotomía entre las presiones de inyección baja (300 y 800 bar) y las presiones de inyección alta (1300 y 1800 bar). Por ello, para minimizar el error de las simulaciones es conveniente elegir un valor del parámetro C_{RT} distinto para cada uno de los grupos:

- Presión de inyección baja: $P_i = 300$ y $800\text{ bar} \rightarrow C_{RT} = 0,1$
- Presión de inyección alta: $P_i = 1300$ y $1800\text{ bar} \rightarrow C_{RT} = 0,25$

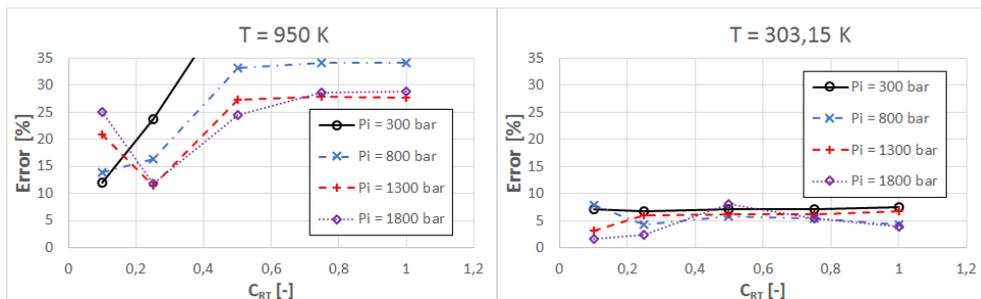


Figura 5.41: Influencia del parámetro C_{RT} en el inyector Bosch CRI 2.18.

Esta dicotomía implica que debido a las simplificaciones del modelo de atomización de Rayleigh-Taylor, la longitud de onda calculada (Λ_{RT}) no es capaz de englobar toda la física implicada en el proceso de atomización secundaria del chorro diésel, y la constante de tamaño ha de ser cambiada con la presión de inyección para predecir correctamente el tamaño de las gotas generadas, $r = C_{RT}\Lambda_{RT}$.

5.4.7. Validación del proceso de optimización con otros inyectores y comparación

La optimización obtenida en el apartado anterior para el inyector Bosch CRI2.18, se extiende en esta sección para los inyectores Bosch CRI2.22 y Delphi DFI4. A su vez, se analiza el motivo de la diferencia en la optimización obtenida para cada uno de los inyectores.

En primer lugar, se comprueba la validez de la optimización obtenida para el Bosch CRI2.18 para el inyector Bosch CRI2.22. Para ello se muestra un par de casos simulados del inyector Bosch CRI2.22 en la Figura 5.42, donde se observa como el caso a baja presión de inyección ($p_i = 300 \text{ bar}$) no se captura adecuadamente con la configuración obtenida anteriormente: la penetración obtenida mediante la simulación es significativamente inferior a la experimental, siendo necesario aumentar el valor del parámetro C_{RT} para acercarse a la medida experimental. No obstante, el caso de alta presión de inyección ($p_i = 1800 \text{ bar}$) es simulado correctamente con el parámetro $C_{RT} = 0,25$.

Además del problema a baja presión de inyección, se añade el uso de dos presiones de inyecciones que no han sido medidas en el Bosch CRI2.18 ($p_i = 1000$ y 2500 bar). Con el objetivo de mejorar la precisión de la simulación, se ha procedido a hacer un estudio de la influencia del valor del parámetro C_{RT} para el inyector Bosch CRI2.22. Este estudio se muestra en la Figura 5.43.

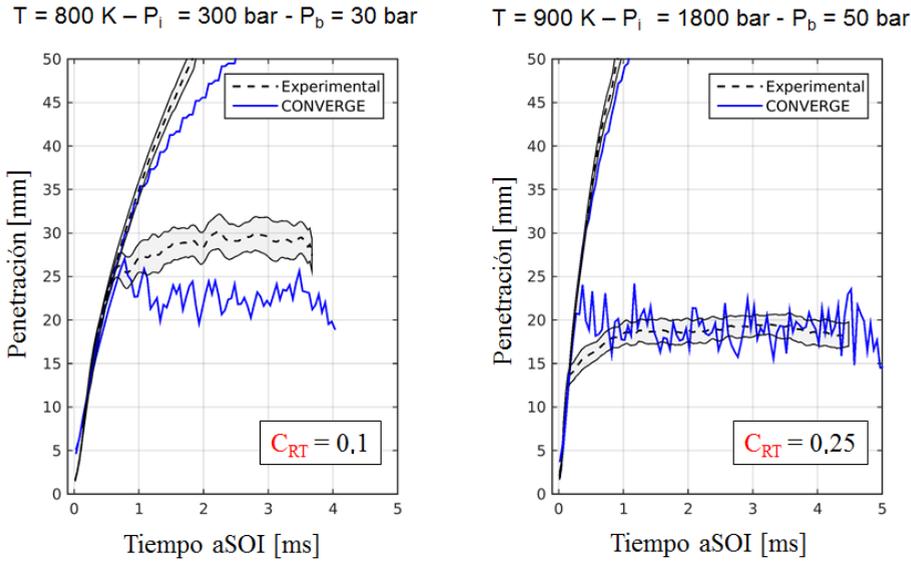


Figura 5.42: Ejemplo de la simulación del chorro diésel para el inyector Bosch CRI2.22 con la optimización obtenida para el Bosch CRI2.18.

En condiciones de inyección con presión de inyección baja ($p_i = 300 \text{ bar}$) se observa claramente que el error se minimiza cuando el parámetro C_{RT} es igual a 0,15, mientras que la configuración $C_{RT} = 0,25$ sigue siendo válida para presiones de inyección altas ($p_i = 1800$ y 2500 bar) y para la presión intermedia ($p_i = 1000 \text{ bar}$).

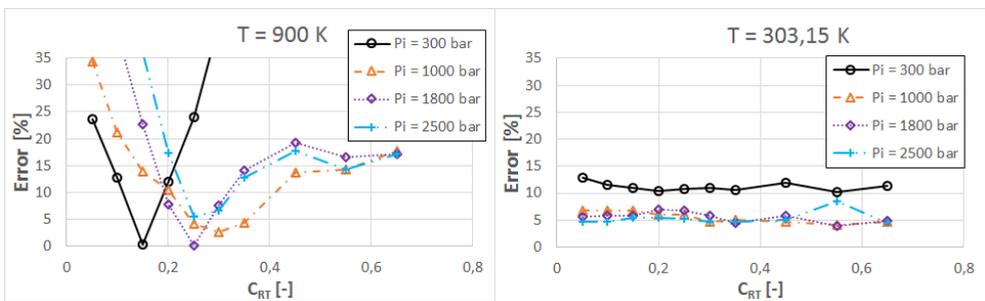


Figura 5.43: Influencia del parámetro C_{RT} en el inyector Bosch CRI2.22.

Aplicando esta optimización a los casos de la Figura 5.42 las simulación del chorro diésel a $p_i = 300 \text{ bar}$ mejora notablemente, tanto la fase líquida cuyo valor estabilizado oscila alrededor del valor experimental, como la fase

de vapor que se superpone a la medida experimental durante los primeros 40 mm , tal como se muestra en la Figura 5.44.

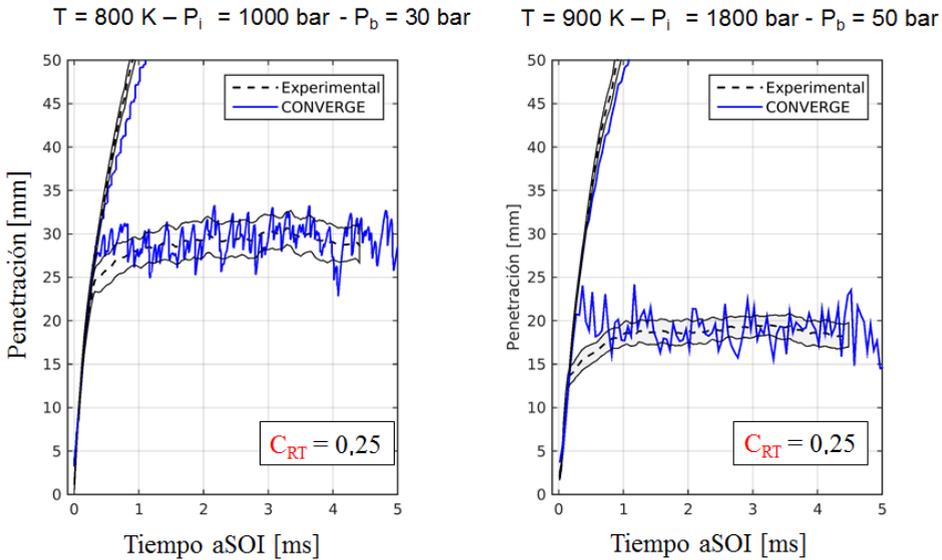


Figura 5.44: Ejemplo de la simulación del chorro diésel para el inyector Bosch CRI2.22 con la nueva optimización.

De la misma forma se ha procedido con el inyector Delphi DFI4, es decir, se ha realizado un estudio de la influencia del parámetro C_{RT} que se muestra en la Figura 5.45. Para este inyector se sigue encontrando la dicotomía en el valor del parámetro C_{RT} , aunque con unos valores para condición de presión de inyección alta (1800 y 2000 bar) relativamente más bajos que en los inyectores anteriores:

- $P_i = 300$ y 1000 $bar \rightarrow C_{RT} = 0,1$
- $P_i = 1800$ y 2000 $bar \rightarrow C_{RT} = 0,15$

5.4.8. Análisis de la variación del parámetro C_{RT}

El estudio realizado muestra que para simular el comportamiento del chorro diésel es necesario variar el parámetro C_{RT} tanto con la presión de inyección como con el inyector utilizado. Para explicar este fenómeno se ha recurrido al número de Reynolds, de forma que se considera el efecto de la presión de

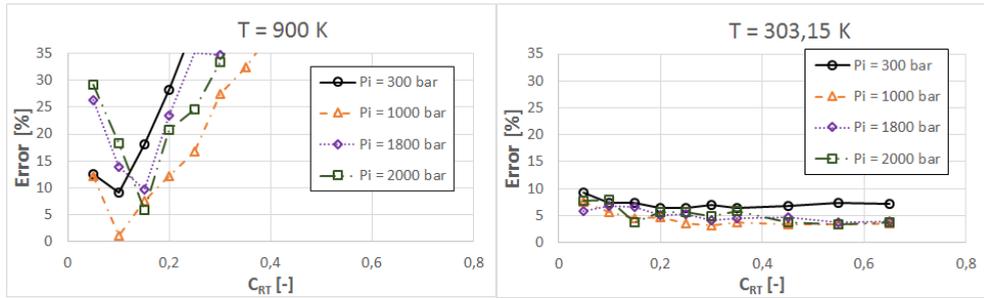


Figura 5.45: Influencia del parámetro C_{RT} en el inyector Delphi DFI4.

inyección (en la velocidad a la salida del orificio) y de la geometría del inyector (en el diámetro del orificio) de forma conjunta. La variación del parámetro C_{RT} respecto al número de Reynolds se muestra en la Figura 5.46 donde se han añadido barras de error teniendo en cuenta los valores de C_{RT} simulados. Con esta representación se observa una transición alrededor de $Re \approx 13500$ por encima de la cual el parámetro C_{RT} es igual a 0,25, por debajo es 0,1, este comportamiento ha sido correlacionado mediante una función logística como se muestra en la Figura 5.46 con un buen coeficiente de determinación R^2 . Esta expresión permite generalizar la calibración del modelo de chorros para cualquier sistema de inyección (inyector).

Teniendo en cuenta que se está usando el método de Blob (i.e. el diámetro de las *parcels* inyectados es el mismo que el diámetro del orificio), el número de Reynolds del orificio y de las *parcels* inyectadas es el mismo y el punto de transición se corresponde al mostrado en la Sección §2.4.1 para la transición entre los regímenes de atomización primaria que se produce alrededor de un número de Reynolds de 10000 - 15000: segundo régimen inducido por interacción aerodinámica y el régimen de atomización.

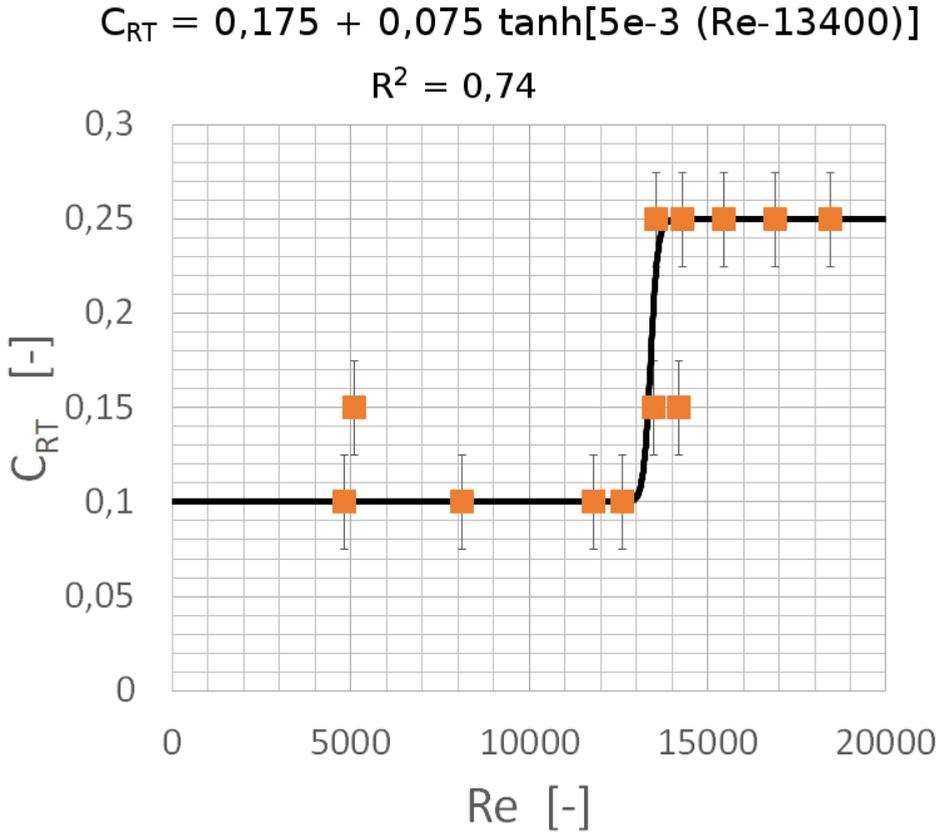


Figura 5.46: Variación del valor del parámetro C_{RT} respecto al número de Reynolds.

Referencias

- [1] Payri, R., F. J. Salvador, P. Martí-Aldaraví y J. Martínez-López. «Using one-dimensional modeling to analyze the influence of the use of biodiesels on the dynamic behavior of solenoid-operated injectors in common rail systems: Detailed injection system model». *Energy Conversion and Management*, vol. 54.1 (2012), págs. 90-99. DOI: 10.1016/j.enconman.2011.10.007 (*cit. pág. 156*).
- [2] Carreres, M. «Thermal Effects Influence on the Diesel Injector Performance through a Combined 1D Modelling and Experimental Approach». Tesis doct. Universitat Politècnica de València, 2016 (*cit. pág. 156*).
- [3] Som, S. y S. K. Aggarwal. «Effects of primary breakup modeling on spray and combustion characteristics of compression ignition engines». *Combustion and Flame*, vol. 157.6 (2010), págs. 1179-1193. DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.02.018 (*cit. pág. 166*).
- [4] Convergent Science, I. *CONVERGE v2.2.0 Theory Manual*. 2014 (*cit. pág. 170*).

Capítulo 6

Conclusiones y desarrollos futuros

6.1. Conclusiones

En este capítulo se presentan las conclusiones más relevantes del trabajo realizado en esta tesis doctoral. Para ello, conviene recordar los objetivos introducidos en el capítulo de planteamiento de la tesis. El presente trabajo se ha empezado realizando un estudio comparativo a nivel experimental del proceso de inyección de tres geometrías de toberas de inyector diferentes del que se han sacado las siguientes conclusiones:

- De la caracterización geométrica se ha obtenido que las tres toberas utilizadas presentan una fuerte conicidad, con un *k-factor* máximo de 3,5 en el caso del Bosch CRI2.22, lo cual conduce a que estas toberas sean poco proclives al fenómeno de la cavitación.
- El inyector Bosch CRI2.18 es el que mayor flujo másico presenta en condiciones cuasi-estacionarias, debido al hecho de ser el inyector con la tobera con mayor área de salida.
- Respecto a los inyectores Bosch CRI 2.22 y Delphi DFI4 que presentan el mismo área de salida, es el inyector Bosch CRI 2.22 el que muestra un mayor flujo másico (i.e. el inyector Delphi DFI4 presenta unas mayores pérdidas de presión), de la misma forma el inyector Bosch CRI 2.22 es

el que presenta mayor coeficiente de descarga. Para una duración de la señal de intensidad igual el inyector Bosch CRI 2.22 presenta una mayor inercia y se mantiene inyectando combustible durante más tiempo que el Delphi DFI4.

- En el inyector Delphi DFI4 se observa un flujo másico con menos turbulencias en la zona cuasi-estacionaria que en el resto de los inyectores, debido a la presencia de un regulador de presión en el raíl.
- Al comparar la penetración de cada inyector en condiciones no evaporativas y en condiciones evaporativas no reactivas, se observa que el inyector Bosch CRI2.18 es el que penetra más rápidamente debido al mayor diámetro de la tobera. Entre los dos inyectores con el mismo diámetro (Bosch CRI2.22 y el Delphi DFI4), penetra más rápidamente el Bosch CRI2.22 que es el que presenta un mayor coeficiente de descarga.
- Respecto a la longitud líquida estabilizada (condiciones evaporativas no reactivas), se observa una gran diferencia entre el Bosch CRI2.18 y los otros dos inyectores debida al mayor diámetro de orificio del Bosch CRI2.18. La diferencia entre los inyectores con el mismo diámetro (Bosch CRI2.22 y Delphi DFI4) es pequeña comparada con la diferencia respecto al Bosch CRI2.18, pero se observa claramente un mayor valor en el Bosch CRI2.22.

Posteriormente, se ha realizado el estudio computacional mediante el código de cálculo llamado CONVERGE para aprovechar el algoritmo de mallado automático. En un primer lugar, se ha llevado a cabo el estudio centrado en la simulación del flujo interno en condiciones estacionarias, del cual se han obtenido las siguientes conclusiones:

- Se ha realizado un extensivo estudio de independencia de malla, donde además se ha estudiado la influencia del orden de convergencia de los métodos numéricos. Se ha observado que al usar esquemas numéricos de primer orden el aumento del número de filas de celdas implica un aumento del flujo másico obtenido en la simulación sin llegar a obtener un número de filas a partir del cual la solución sea independiente, sin embargo, al utilizar los métodos numéricos de segundo orden se ha obtenido que el resultado es independiente del número de filas utilizado. Por ello, el caso óptimo es el que utiliza métodos numéricos de segundo con un tamaño base de celda de $50 \mu m$ y un nivel de refinado en el orificio de 4 (i.e. un tamaño mínimo de celda de $dx_{base}/2^4 = 3,125 \mu m$).

- Al realizar la validación de la malla obtenida en el estudio de independencia se ha observado un buen ajuste con los datos experimentales, con un error relativo que depende de la presión de inyección, estando el máximo alrededor del 7% para los casos de alta presión de inyección (1800 *bar*). Se ha observado además a baja presión de inyección (300 *bar*) que los valores de las simulaciones numéricas y los datos experimentales están más próximos, obteniéndose un error relativo máximo que es del orden del 2%.

El estudio computacional del flujo interno ha sido continuado con el estudio transitorio de la inyección, obteniendo para ello una ley de levantamiento de la aguja y aprovechando el algoritmo de mallado automático para permitir el movimiento de la aguja en las simulaciones. De este estudio se desprenden las siguientes conclusiones:

- Se ha obtenido la ley de levantamiento de la aguja mediante el modelado 1D del inyector Bosch CRI2.18 en el código AMESim y su validación.
- Se han realizado las simulaciones del flujo interno con el código CONVERGE con un levantamiento inicial de la aguja de 1 μm .
- El bajo levantamiento inicial de 1 μm permite una buena captura del comportamiento transitorio del inyector, el cual coincide con gran similitud con las medidas experimentales.
- Se ha estudiado la sensibilidad de los resultados a los parámetros geométricos de la tobera.

El chorro diésel ha sido estudiado computacionalmente mediante una aproximación lagrangiana para la fase líquida del combustible. Este estudio se inició teniendo especial cuidado con el dominio computacional y el algoritmo *AMR*, llegando a la conclusión que lo más recomendable es el uso del *AMR* por velocidad al no cambiar sustancialmente la solución entre el rango de valores recomendados y permitir el uso del mismo criterio para casos evaporativos y no evaporativos. Posteriormente, se ha estudiado la sensibilidad de las simulaciones del chorro diésel a los distintos parámetros numéricos y físicos del chorro, destacando en este estudio los siguientes siete parámetros físicos del chorro: C_1 , B_1 , C_I , C_{RT} , C_{bl} , c_s y c_{ps} .

El estudio estadístico posterior mostró que de los siete parámetros físicos del chorro sólo dos de ellos son estadísticamente significativos con un p-valor

de 1 %: la constante de tiempo del modelo de atomización de Kelvin-Helmholtz (B_1) y la constante de tamaño del modelo de atomización de Rayleigh-Taylor (C_{RT}). Mientras que el valor óptimo encontrado para el parámetro B_1 es fijo en todos los casos, para el parámetro C_{RT} se ha encontrado que es necesario variar su valor tanto con la presión de inyección como con el inyector utilizado. El estudio en detallado sobre el parámetro C_{RT} ha permitido relacionar su variación con el número de Reynolds mediante la función logística que se muestra a continuación:

$$C_{RT} = 0,175 + 0,075 \tanh [5e - 3 (Re - 13400)] \quad (6.1)$$

Esta expresión muestra un comportamiento asintótico de $C_{RT} = 0,1$ para números de Reynolds bajos y un comportamiento asintótico de $C_{RT} = 0,25$ para número de Reynolds altos. Además, teniendo en cuenta el valor del número de Reynolds donde se produce la transición se ha podido relacionar con la transición entre los regímenes de atomización primaria llamados segundo régimen inducido por interacción aerodinámica y régimen de atomización. Además, esta expresión ha permitido generalizar la calibración del modelo de chorros para cualquier sistema de inyección (inyector) pues la tasa de inyección y el diámetro de los orificios son parámetros de entrada de la simulación.

6.2. Desarrollos futuros

A lo largo de la presente tesis, se ha estudiado en profundidad el modelado CFD en inyectores diésel ,tanto desde un punto de vista del flujo interno como del chorro diésel, con el objetivo de profundizar en el conocimiento del proceso de inyección, optimizar el coste computacional asociado a las simulaciones y realizar así estudios sobre el proceso de inyección diésel en tiempos razonables para la industria en las etapas de diseño e implementación. A continuación se proponen una serie de trabajos futuros encaminados a arrojar más luz en torno a estos procesos:

- El uso de las mayores capacidades de cálculo ofrecidas por las nuevas generaciones de *GPUs* (*Graphics processing units*) permite agilizar el cálculo computacional y es una herramienta cada vez más común en los nuevos códigos de cálculos.
- El uso de modelos de turbulencia más precisos como *DES* (*Detached eddy simulation*), *LES* (*Large eddy simulation*) y *DNS* (*Direct Numerical Simulation*) que resuelvan con mayor exactitud los vórtices turbulentos

permitiría estudiar el flujo con más detalle. Sin embargo, el uso de modelos más complejos conlleva un mayor coste computacional, llegando al caso extremo (*DNS*) donde la turbulencia no se modela, sino que se resuelve exactamente de las ecuaciones de Navier-Stokes, en cuyo caso el elevado coste computacional hace inviable su uso en la mayoría de aplicaciones de ingeniería.

- El acoplamiento a nivel de *Software* del código de cálculo *CFD* con modelos unidimensionales como AMESim para el cálculo dinámico de la ley de levantamiento de la aguja posibilitaría un mejor estudio de los comportamientos transitorios presentes en la tobera de inyección al producirse el levantamiento de la aguja en el código *CFD* por la fuerza aplicada por el fluido y no mediante una ley predeterminada.
- Relacionado con el punto anterior, a lo largo de la tesis se ha estudiado el levantamiento de la aguja para unas condiciones de inyección concretas y sólo inyecciones principales. Este estudio se puede ampliar para considerar inyecciones múltiples, de forma que se pueda explorar y caracterizar la influencia en el flujo interno y el chorro diésel de las inyecciones piloto en la inyección principal.
- En la presente tesis se han estudiado tres inyectores diésel, pero ninguno de ellos presenta el fenómeno de la cavitación. Sería interesante el estudio con el código CONVERGE de un inyector cavitante desde el punto de vista del flujo interno, para evaluar el modelo de relajación homogéneo presente en el código, y de los modelos del chorro, para explorar la influencia del incremento del ángulo y de la turbulencia debido a la cavitación en los modelos que intentan simular el chorro diésel.
- Después de estudiar el proceso de formación de la mezcla aire-combustible el siguiente elemento que surge de forma natural es el proceso de combustión. Resultaría provechoso continuar el trabajo expuesto a lo largo de la presente tesis con el estudio de los mecanismos de reacción existentes y su utilidad para la descripción del proceso de combustión del chorro diésel.

Bibliografía

- Von Mises, R. «Berechnung von ausfluss und uberfallzahlen». *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*, vol. 61 (1917).
- López, J. J., F. J. Salvador, O. A. de la Garza y J. Arrègle. «A comprehensive study on the effect of cavitation on injection velocity in diesel nozzles». *Energy Conversion and Management*, vol. 64 (2012), págs. 415-423. DOI: 10.1016/j.enconman.2012.03.032.
- Ashgriz, N. y J. Y. Poo. «Coalescence and separation in binary collisions of liquid drops». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 221.-1 (1990), pág. 183. DOI: 10.1017/S0022112090003536.
- Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y G. Bracho. «Understanding Diesel Injection Characteristics in Winter Conditions». *SAE Paper 2009-01-0836*, vol. 2009-01-08 (2009), pág. 14.
- Tang, J. y col. «Coking Phenomena in Nozzle Orifices of DI-Diesel Engines». *SAE International Journal of Fuels and Lubricants*, vol. 2.1 (2009), págs. 2009-01-0837. DOI: 10.4271/2009-01-0837.
- Peng Kärholm, F. «Numerical modelling of diesel spray injection, turbulence interaction and combustion». Tesis doct. Chalmers University of Technology, 2008, págs. 1-110.
- Soare, V. «Phase doppler measurement in diesel dense sprays: optimisation of measurements and study of the orifice geometry influence over the spray at microscopic level». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politecnica de Valencia, 2007.

- Desantes, J., F. Salvador, M. Carreres y D. Jaramillo. «Experimental Characterization of the Thermodynamic Properties of Diesel Fuels Over a Wide Range of Pressures and Temperatures». *SAE International Journal of Fuels and Lubricants*, vol. 8.1 (2015), págs. 2015–01-0951. DOI: 10.4271/2015-01-0951.
- Su, T. F., M. A. Patterson, R. D. Reitz y P. V. Farrell. «Experimental and numerical studies of high pressure multiple injection sprays». *SAE Paper 960861* (1996).
- Nuzzo, R. «Scientific method: Statistical errors». *Nature*, vol. 506.7487 (2014), págs. 150-152. DOI: 10.1038/506150a.
- Takenaka, N., T. Kadowaki, Y. Kawabata, I. C. Lim y C. M. Sim. «Visualization of cavitation phenomena in a Diesel engine fuel injection nozzle by neutron radiography». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 542.1-3 (2005), págs. 129-133. DOI: 10.1016/j.nima.2005.01.089.
- Kastengren, A. L. y col. «Engine Combustion Network (ECN): Measurements of Nozzle Geometry and Hydraulic Behavior». *Atomization and Sprays*, vol. 22.12 (2012), págs. 1011-1052. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2013006309.
- González, C. A. «Estudio de la influencia de la geometría de la tobera de inyección en la combustión y emisión de contaminantes de un motor diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2005.
- Reitz, R. D. «Atomization and other breakup regimes of a liquid jet». Tesis doct. Princeton University, 1978.
- Iyer, V. y J. Abraham. «An Evaluation of a Two-Fluid Eulerian-Liquid Eulerian-Gas Model for Diesel Sprays». *Journal of Fluids Engineering*, vol. 125.4 (2003), pág. 660. DOI: 10.1115/1.1593708.
- Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y G. Bracho. «A new methodology for correcting the signal cumulative phenomenon on injection rate measurements». *Experimental Techniques*, vol. 32. February (2008), págs. 46-49. DOI: 10.1111/j.1747-1567.2007.00188.x.
- Lee, W.-K. K., K. Fezzaa y J. Wang. «Metrology of steel micronozzles using x-ray propagation-based phase-enhanced microimaging». *Applied Physics Letters*, vol. 87.8 (2005), pág. 84105. DOI: 10.1063/1.2034099.

- Shinjo, J. y A. Umemura. «Detailed simulation of primary atomization mechanisms in Diesel jet sprays (isolated identification of liquid jet tip effects)». *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 33.2 (2011), págs. 2089-2097. DOI: 10.1016/j.proci.2010.07.006.
- Goodman, S. N. «Toward Evidence-Based Medical Statistics. 1: The P Value Fallacy». *Annals of Internal Medicine*, vol. 130.12 (1999), pág. 995. DOI: 10.7326/0003-4819-130-12-199906150-00008.
- He, Z., W. Zhong, Q. Wang, Z. Jiang y Y. Fu. «An investigation of transient nature of the cavitating flow in injector nozzles». *Applied Thermal Engineering*, vol. 54.1 (2013), págs. 56-64. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2013.01.024.
- European Committee for Standardization. *Automotive fuels. Diesel. Requirements and test methods*. 2014.
- Faeth, G. M., L.-P. Hsiang y P.-K. Wu. «Structure and breakup properties of sprays». *International Journal Of Multiphase Flow*, vol. 21 (1995), págs. 99-127.
- Zecca, A. y L. Chiari. «Fossil-fuel constraints on global warming». *Energy Policy*, vol. 38.1 (2010), págs. 1-3. DOI: 10.1016/j.enpol.2009.06.068.
- Schmidt, D. P. y C. Rutland. «A New Droplet Collision Algorithm». *Journal of Computational Physics*, vol. 164.1 (2000), págs. 62-80. DOI: 10.1006/jcph.2000.6568.
- Dukowicz, J. K. «A particle-fluid numerical model for liquid sprays». *Journal of Computational Physics*, vol. 35.2 (1980), págs. 229-253. DOI: 10.1016/0021-9991(80)90087-X.
- Ruiz, S. «Estudio teórico-experimental de los procesos de atomización y de mezcla en los chorros Diesel D.I.» Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2003.
- Pope, S. *Turbulent Flows*. sixth. Cambridge University Press, 2009.
- Chu, C. C. y M. L. Corradini. «One-Dimensional Transient Fluid Model for Fuel/Coolant Interaction Analysis». *Nuclear Science and Engineering*, vol. 101 (1989), págs. 48-71.
- Clausius, R. «Über die bewegende Kraft der Wärme und die Gesetze, welche sich daraus für die Wärmelehre selbst ableiten lassen». *Annalen der Physik und Chemie*, vol. 155.3 (1850), págs. 368-397. DOI: 10.1002/andp.18501550306.

- Arcoumanis, C. y J. H. Whitelaw. «Is cavitation important in Diesel engine injectors?» *Thiesel 2000, Valencia. Editorial de la UPV*. 2000.
- Xin, J., L. Ricart y R. Reitz. «Computer Modeling of Diesel Spray Atomization and Combustion». *Combustion Science and Technology*, vol. 137.1-6 (1998), págs. 171-194. DOI: 10.1080/00102209808952050.
- Ranz, W. E. «Some experiments on orifice sprays». *Can. J. Chem. Engng, August* (1958), pág. 175.
- Xue, Q. y col. «Three-dimensional Simulations of the Transient Internal Flow in a Diesel Injector: Effects of Needle Movement». *ILASS Americas* (2013).
- Settles, G. *Schlieren and Shadowgraph Techniques*. 2001, pág. 376. DOI: 10.1007/978-3-642-56640-0.
- Tomar, G., D. Fuster, S. Zaleski y S. Popinet. «Multiscale simulations of primary atomization». *Computers & Fluids*, vol. 39.10 (2010), págs. 1864-1874. DOI: 10.1016/j.compfluid.2010.06.018.
- Desantes, J. M., R. Payri, F. J. Salvador y V. Soare. «Study of the influence of geometrical and injection parameters on Diesel Sprays characteristics in isothermal conditions». *SAE Paper 2005-01-0913* (2005). DOI: 10.4271/2005-01-0913.
- Andriotis, A. y M. Gavaises. «Influence of vortex flow and cavitation on near-nozzle diesel spray dispersion angle». *Atomization and Sprays*, vol. 19.3 (2009), págs. 247-261.
- Bosch, W. «The Fuel Rate Indicator: A New Measuring Instrument For Display of the Characteristics of Individual Injection». 1966. DOI: 10.4271/660749.
- Payri, R., J. M. García-Oliver, M. Bardi y J. Manin. «Fuel temperature influence on diesel sprays in inert and reacting conditions». *Applied Thermal Engineering*, vol. 35 (2011), págs. 185-195. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2011.10.027.
- Ayoub, N. S. y R. D. Reitz. «Multidimensional Computation of Multicomponent Spray Vaporization and Combustion». 1995. DOI: 10.4271/950285.
- Williams, F. A. «Spray Combustion and Atomization». *Physics of Fluids*, vol. 1.6 (1958), pág. 541. DOI: 10.1063/1.1724379.
- Alajbegovic, A., G. Meister, D. Greif y B. Basara. «Three phase cavitating flows in high-pressure swirl injectors». *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 26 (2002), págs. 677-681. DOI: 10.1016/S0894-1777(02)00179-6.

- Venegas, O. «Estudio del fenómeno de la cavitación en la inyección Diesel mediante la visualización del flujo interno en orificios transparentes.» Tesis doct. Valencia (Spain): Universitat Politècnica de València, 2014. DOI: 10.4995/Thesis/10251/37375.
- Winklhofer, E., E. Kull, E. Kelz y A. Morozov. «Comprehensive hydraulic and flow field documentation in model throttle experiments under cavitation conditions». *ILASS-Europe 2001, Zurich*. 2001.
- Delannoy, Y. y J. L. Kueny. «Two phase flow approach in unsteady cavitation modelling». In *ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum, ASME FED*, vol. 98 (1990), págs. 153-158.
- Hiroyasu, H. y M. Arai. «Structures of Fuel Sprays in Diesel Engines». *SAE Technical Paper 900475* (1990).
- Baert, R. S. G. y col. «Design and operation of a high pressure, high temperature cell for HD diesel spray diagnostics: guidelines and results». *SAE paper 2009-01-0649*, vol. 4970 (2009). DOI: 10.4271/2009-01-0649.
- Chiang, C., M. Raju y W. Sirignano. «Numerical analysis of convecting, vaporizing fuel droplet with variable properties». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 35.5 (1992), págs. 1307-1324. DOI: 10.1016/0017-9310(92)90186-V.
- Sou, A., S. Hosokawa, A. Tomiyama y T. Akio. «Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50.17-18 (2007), págs. 3575-3582. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.12.033.
- García-Oliver, J. M. y col. «Diesel Spray Cfd Simulations Based on the Σ - Υ Eulerian Atomization Model». *Atomization and Sprays*, vol. 23.1 (2013), págs. 71-95. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2013007198.
- Wierzba, A. «Deformation and breakup of liquid drops in a gas stream at nearly critical Weber numbers». *Experiments in Fluids*, vol. 9.1-2 (1990), págs. 59-64. DOI: 10.1007/BF00575336.
- Convergent Science, I. *CONVERGE v2.2.0 Theory Manual*. 2014.
- Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y L. D. Zapata. «Diesel nozzle geometry influence on spray liquid-phase fuel penetration in evaporative conditions». *Fuel*, vol. 87.7 (2008), págs. 1165-1176. DOI: 10.1016/j.fuel.2007.05.058.
- Schmidt, D. P., T.-F. Su, K. H. Goney, P. V. Farrell y M. L. Corradini. «Detection of cavitation in fuel injector nozzles». In *8th ISTP Conference, San Francisco, California* (1995).

- Plazas, A. H. «Modelado unidimensional de inyectores common-rail Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2005.
- Mitroglou, N., M. Gavaises, J. M. Nouri y C. Arcoumanis. «Cavitation Inside Enlarged and Real-Size Fully Transparent Injector Nozzles and Its Effect on Near Nozzle Spray Formation». *DIPSI Workshop 2011 on Droplet Impact Phenomena & Spray Investigation Bergamo, Italy*. (2011).
- Abraham, J. «What is Adequate Resolution in the Numerical Computations of Transient Jets?» 1997. DOI: 10.4271/970051.
- Asihmin, V. I., Z. I. Geller y Y. A. Skobel'cyn. «Discharge of a real fluid from cylindrical orifices». *Oil Industry*, vol. 9 (1961), págs. 135-172.
- Payri, R., J. Gimeno, J. P. Viera y A. H. Plazas. «Effect of Partial Needle Lift on the Hydraulic and Evaporative Performance Characteristics of a Common rail Diesel Fuel Injector». *THIESEL 2012 Conference on Thermo and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*. 2012, págs. 1-19.
- Payri, R., H. Climent, F. J. Salvador y a. G. Favennec. «Diesel Injection System Modelling. Methodology and Application for a First-generation Common Rail System». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, vol. 218.1 (2004), págs. 81-91. DOI: 10.1243/095440704322829191.
- Battistoni, M., C. Grimaldi y F. Mariani. «Coupled Simulation of Nozzle Flow and Spray Formation Using Diesel and Biodiesel for CI Engine Applications». *SAE Technical Paper 2012-01-1267* (2012). DOI: 10.4271/2012-01-1267.
- Salvador, F. J. «Estudio teórico experimental de la influencia de la geometría de toberas de inyección Diesel sobre las características del flujo interno y del chorro». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2003.
- Reitz, R. D. y R. Diwakar. «Effect of Drop Breakup on Fuel Sprays». 1986. DOI: 10.4271/860469.
- Martí Gómez-Aldaraví, P. «Development of a computational model for a simultaneous simulation of internal flow and spray break-up of the Diesel injection process». Tesis doct. Valencia (Spain): Universitat Politècnica de València, 2014. DOI: 10.4995/Thesis/10251/43719.
- Nurick, W. H. «Orifice cavitation and its effects on spray mixing». *Journal of fluids engineering*, vol. 98 (1976), págs. 681-687.

- Fuster, D. y col. «Simulation of primary atomization with an octree adaptive mesh refinement and VOF method». *International Journal of Multiphase Flow* (2009). DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2009.02.014.
- Arrègle, J. «Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 1997.
- Giannadakis, E. y col. «Evaluation of the predictive capability of diesel nozzle cavitation models». *SAE Paper 2007-01-0245*, vol. 2007.724 (2007), págs. 776-790. DOI: 10.4271/2007-01-0245.
- Dumont, N. «Modélisation de l'écoulement diphasique dans les injecteurs Diesel». Tesis doct. Institut National Polytechnique de Toulouse, 2002.
- Stumpp, G. y M. Ricco. «Common Rail - An attractive fuel injection system for passenger car DI Diesel engines». *SAE Paper 960870*, 412 (1996).
- Adler, D. y W. T. Lyn. «The evaporation and mixing of a liquid fuel spray in a Diesel air swirl». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 184 (1969), págs. 171-180.
- Lichtarowicz, A. K., R. K. Duggins y E. Markland. «Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices». *J. Mech. Engng Sci.* Vol. 7.2 (1965).
- De la Garza, O. «Estudio de los efectos de la cavitación en toberas de inyección Diesel sobre el proceso de inyección y el de formación de hollín». Tesis doct. Universidad Politécnica de Valencia, 2012.
- 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).
- Mulemane, A. y col. «Comparing Cavitation in Diesel Injectors Based on Different Modeling Approaches». *SAE International*, vol. 2004.724 (2004), págs. 101-116. DOI: 10.4271/2004-01-0027.
- De Giorgi, M. G., A. Ficarella y M. Tarantino. «Evaluating cavitation regimes in an internal orifice at different temperatures using frequency analysis and visualization». *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 39 (2013), págs. 160-172.
- Arcoumanis, C., M. Gavaises y B. French. «Effect of fuel injection processes on the structure of Diesel sprays». *SAE Paper 970799* (1997).

- 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*, vol. 2003-01-07 (2003). DOI: 10.4271/2003-01-0703.
- Foken, T. «50 Years of the Monin–Obukhov Similarity Theory». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 119.3 (2006), págs. 431-447. DOI: 10.1007/s10546-006-9048-6.
- Duke, D. y col. «X-ray Imaging of Cavitation in Diesel Injectors». *SAE Technical Paper 2014-01-1404* (2014). DOI: 10.4271/2014-01-1404.
- Rodríguez-Antón, L. M., J. Casanova-Kindelan y G. Tardajos. «High Pressure Physical Properties of Fluids used in Diesel injection systems». *SAE Paper 2000-01-2046*, vol. 2000-01-20 (2000). DOI: 10.4271/2000-01-2046.
- UNFCCC. Conference of the Parties (COP). *Adoption of the Paris Agreement*. Vol. 21932. December. 2015, pág. 32.
- Shinjo, J. y A. Umemura. «Simulation of liquid jet primary breakup: Dynamics of ligament and droplet formation». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 36.7 (2010), págs. 513-532. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2010.03.008.
- Salvador, F. J. *Influencia de la cavitación sobre el desarrollo del chorro Diesel*. Reverté, 2007.
- Payri, R., J. M. García-Oliver, F. J. Salvador y J. Gimeno. «Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics». *Fuel*, vol. 84.5 (2005), págs. 551-561. DOI: 10.1016/j.fuel.2004.10.009.
- Desantes, J. M., J. V. Pastor, J. M. García-Oliver y J. M. Pastor. «A 1D model for the description of mixing-controlled reacting diesel sprays». *Combustion and Flame*, vol. 156.1 (2009), págs. 234-249. DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.10.008.
- Stockholm Convention. *Stockholm Convention on Persistent Organic Pollutants*. Ed. por Intergovernmental Panel on Climate Change. October. Cambridge: Cambridge University Press, 2001, págs. 1-30.
- Hermens, S. «Influence of Diesel injector nozzle geometry on the injection and combustion process». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2007.
- Guildenbecher, D. R., C. López-Rivera y P. E. Sojka. «Secondary atomization». *Experiments in Fluids*, vol. 46.3 (2009), págs. 371-402. DOI: 10.1007/s00348-008-0593-2.

- Dombrowski, N. y W. Johns. «The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets». *Chemical Engineering Science*, vol. 18.3 (1963), págs. 203-214. DOI: 10.1016/0009-2509(63)85005-8.
- Arrègle, J., J. V. Pastor y S. Ruiz. «Influence of the injection parameters on Diesel Spray characteristics». *SAE Paper 1999-01-0200* (1999).
- Hay, P. y P. L. Jones. «Comparaison of the various correlations for spray penetration». *SAE Paper 720776* (1972).
- O'Rourke, P. J. y A. A. Amsden. «The Tab Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup». 1987. DOI: 10.4271/872089.
- Roosen, P., O. Unruch y M. Behmann. «Investigation of cavitation phenomena inside fuel injector nozzles». *Rapid Prototyping/Laser Applications in the Automotive Industries* (1997), págs. 439-446.
- Lemmon, E. W. y M. L. Huber. «Thermodynamic Properties of n -Dodecane». Vol. 24.4 (2004), págs. 960-967.
- UNECE. «1979 Convention On Long-Range Transboundary Air Pollution» (1979), págs. 1-7.
- Patterson, M. A. y R. D. Reitz. «Modeling the Effects of Fuel Spray Characteristics on Diesel Engine Combustion and Emission». 1998. DOI: 10.4271/980131.
- Desantes, J. M., R. Payri, F. J. Salvador y A. Gil. «Development and validation of a theoretical model for diesel spray penetration». *Fuel*, vol. 85.7-8 (2006), págs. 910-917.
- Flaig, U., W. Polach y G. Ziegler. «Common Rail System System (CR-System) for Passenger Car DI Diesel Engines ; Experiences with Applications for Series Production Projects». *SAE Technical Paper 1999-01-0191*, 1999-01-0191 (1999). DOI: 10.4271/1999-01-0191.
- Friedrich, M. y B. Weigand. «Eulerian Multi-Fluid Simulation of Polydisperse Dense Liquid Sprays by the Direct Quadrature Method of Moments». *ICLASS06-121*. 2006.
- Reitz, R. D. y F. V. Bracco. «Mechanism of breakup of round liquid jets». *Encyclopedia of Fluids Mechanics*, Gulf publishing, vol. 3 (1994).
- Salvador, F. J., M. Carreres, D. Jaramillo y J. Martínez-lópez. «Analysis of the combined effect of hydrogrinding process and inclination angle on hydraulic performance of diesel injection nozzles». *Energy Conversion and Management*, vol. 105 (2015), págs. 1352-1365. DOI: 10.1016/j.enconman.2015.08.035.

- Frössling, N. «Über die Verdunstung fallender Tropfen». *Gerlands Beiträge zur Geophysik* (1938), págs. 172-173.
- Kärrholm, F. P., H. Weller y N. Nordin. «Modelling injector flow including cavitation effects for diesel applications». *5th Joint ASME/JSME Fluids Engineering Conference* (2007), págs. 465-474. DOI: 10.1115/FEDSM2007-37518.
- Marchisio, D. L., R. D. Vigil y R. O. Fox. «Implementation of the quadrature method of moments in CFD codes for aggregation–breakage problems». *Chemical Engineering Science* (2003). DOI: 10.1016/S0009-2509(03)00211-2.
- Palomares, A. «Análisis de imágenes de chorros Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2001.
- Mie, G. «Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen». *Annalen der Physik*, vol. 330.3 (1908), págs. 377-445. DOI: 10.1002/andp.19083300302.
- He, Z., W. Zhong, Q. Wang, Z. Jiang y Z. Shao. «Effect of nozzle geometrical and dynamic factors on cavitating and turbulent flow in a diesel multi-hole injector nozzle». *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 70 (2013), págs. 132-143. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2013.03.008.
- Fisher, R. A. «XV.—The Correlation between Relatives on the Supposition of Mendelian Inheritance.» *Transactions of the Royal Society of Edinburgh*, vol. 52.02 (1919), págs. 399-433. DOI: 10.1017/S0080456800012163.
- Chavez Cobo, M. d. J. «Modelado CFD Euleriano-Lagrangiano del chorro diesel y evaluación de su combinación con modelos fenomenológicos y unidimensionales». Tesis doct. Valencia (Spain): Universitat Politècnica de València, 2013. DOI: 10.4995/Thesis/10251/32954.
- Andriotis, A., M. Gavaises y C. Arcoumanis. «Vortex flow and cavitation in diesel injector nozzles». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 610.06 (2008), págs. 1127-1132. DOI: 10.1017/S0022112008002668.
- 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).
- Cantore, G., E. Mattarelli y A. A. Boretti. «Experimental and Theoretical Analysis of a Diesel Fuel Injection System». 1999. DOI: 10.4271/1999-01-0199.

- Bardi, M. «Partial needle lift and injection rate shape effect on the formation and combustion of the Diesel spray». Tesis doct. Valencia (Spain): Universitat Politècnica de València, 2014. DOI: 10.4995/Thesis/10251/37374.
- Marchisio, D. L. y R. O. Fox. «Solution of population balance equations using the direct quadrature method of moments». *Aerosol Science* (2005). DOI: 10.1016/j.jaerosci.2004.07.009.
- Rodríguez, P. «Modelado del comportamiento hidrodinámico de sistemas de inyección directa Diesel». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2001.
- Salvador, F. J., J.-V. Romero, M.-D. Roselló y D. Jaramillo. «Numerical simulation of primary atomization in diesel spray at low injection pressure». *Journal of Computational and Applied Mathematics*, vol. 291 (2015), págs. 94-102. DOI: 10.1016/j.cam.2015.03.044.
- Liu, A. B., D. Mather y R. D. Reitz. «Modeling the Effects of Drop Drag and Breakup on Fuel Sprays.» *SAE International Congress and Exposition*. Vol. 298. 1993, págs. 1-6. DOI: 10.4271/93007.
- Pickett, L. M., C. L. Genzale, J. Manin, L.-M. Malbec y L. Hermant. «Measurement Uncertainty of Liquid Penetration in Evaporating Diesel Sprays». *ILASS Americas, 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. May. Ventura, CA (USA): ILASS-Americas, 2011.
- Bicer, B., A. Tanaka, T. Fukuda y A. Sou. «Numerical simulation of cavitation phenomena in diesel injector nozzles». *16 th Annual Conf. ILASS-ASIA, Nagasaki-JAPAN*. 2013, págs. 58-65.
- Reitz, R. D. y F. V. Bracco. «Mechanism of atomization of a liquid jet». *Physics of Fluids*, vol. 25.10 (1982), pág. 1730.
- Newton, I. *Philosophiæ naturalis principia mathematica*. London, 1687.
- Arcoumanis, C. y M. S. Baniasad. «Analysis of Consecutive Fuel Injection Rate Signals Obtained by the Zeuch and Bosch Methods». 1993. DOI: 10.4271/930921.
- 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.
- Dahlander, P., D. Iemmolo y Y. Tong. «Measurements of Time-Resolved Mass Injection Rates for a Multi-Hole and an Outward Opening Piezo GDI Injector». *SAE Technical Paper 2015-01-0929* (2015). DOI: 10.4271/2015-01-0929. Copyright.

- O'Rourke, P. J. «Statistical properties and numerical implementation of a model for droplet dispersion in a turbulent gas». *Journal of Computational Physics*, vol. 83.2 (1989), págs. 345-360. DOI: 10.1016/0021-9991(89)90123-X.
- Schmidt, D. P., C. J. Rutland y M. L. Corradini. «A fully compressible two-dimensional model of high speed cavitating nozzles». *Atomization and Sprays*, vol. 9 (1999), págs. 255-276.
- Atkinson, A., A. Donev y R. Tobias. *Optimum Experimental Designs, with SAS*. Oxford Statistical Science Series, pág. 524.
- De la Morena, J. «Estudio de la influencia de las características del flujo interno en toberas sobre el proceso de inyección Diesel en campo próximo». Tesis doct. Universidad Politécnica de Valencia, 2011.
- Amsden, A. A. y L. A. N. Laboratory. *KIVA-II a computer program for chemically reactive flows with sprays*. English. Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory, 1985.
- Demoulin, F.-X., P.-A. Beau, G. Blokkeel, A. Mura y R. Borghi. «A New Model for Turbulent Flows with Large Density Fluctuations: Application to Liquid Atomization». *Atomization and Sprays*, vol. 17(4) (2007), págs. 315-346. DOI: 10.1615/AtomizSpr.v17.i4.20.
- Carreres, M. «Thermal Effects Influence on the Diesel Injector Performance through a Combined 1D Modelling and Experimental Approach». Tesis doct. Universitat Politècnica de València, 2016.
- Salvador, F. J., A. H. Plazas, J. Gimeno y M. Carreres. «Complete modelling of a piezo actuator last-generation injector for diesel injection systems». *International Journal of Engine Research* (2012). DOI: 10.1177/1468087412455373.
- Pilch, M. y C. Erdman. «Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 13.6 (1987), págs. 741-757. DOI: 10.1016/0301-9322(87)90063-2.
- Lefebvre, A. H. *Atomization and Sprays*. CRC, 1989.
- Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y J. De la Morena. «Macroscopic Behavior of Diesel Sprays in the Near-Nozzle Field». Vol. 1.1 (2008), págs. 528-536.
- Reitz, R. D. y F. B. Bracco. «On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions». *SAE Paper 790494* (1979). DOI: 10.4271/790494.

- Spikes, R. H. y G. A. Pennington. «Discharge coefficient of small submerged orifices». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 173.1 (1959), págs. 661-674.
- Pérez, A. G. *Estadística básica con R*. Librería UNED, 2010.
- Gosman, A. D. y E. Loannides. «Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fueled Combustors». *Journal of Energy*, vol. 7.6 (1983), págs. 482-490. DOI: 10.2514/3.62687.
- Macian, 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*, vol. 27.2 (2003), págs. 39-43. DOI: 10.1111/j.1747-1567.2003.tb00107.x.
- Knox-kelecyc, A. L. y P. V. Farrell. «Internal Flow in a Scale Model of a Diesel Fuel Injector Nozzle» (1992).
- Imagine, S. A. «Lab AmeSIM v.8 user manual» (2010).
- Mulemane, A., J.-S. Han, P.-H. Lu, S.-J. Yoon y M.-C. Lai. «Modeling Dynamic Behavior of Diesel Fuel Injection Systems». 2004. DOI: 10.4271/2004-01-0536.
- Pastor, J. V., J. J. Lopez, J. M. García-Oliver y J. M. Pastor. «A 1D model for the description of mixing-controlled inert diesel sprays». *Fuel*, vol. 87.13-14 (2008), págs. 2871-2885. DOI: 10.1016/j.fuel.2008.04.017.
- Nakayama, Y. «Action of the Fluid in the Air Micrometer: First Report, Characteristics of Small Diameter Nozzle and Orifice». *Bull. Jpn. Soc. Mech. Eng.* Vol. 4.15 (1961), págs. 516-524.
- García-Oliver, J. M. «Aportaciones al estudio del proceso de combustión turbulenta de chorros en motores Diesel de inyección directa». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2004.
- Pastor, J. V., R. Payri, J. M. García-Oliver y F. J. Briceno. «Analysis of transient liquid and vapor phase penetration for diesel sprays under variable injection conditions». *Atomization and Sprays*, vol. 21.6 (2011), págs. 503-520. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2011003721.
- Randall, L. N. «Rocket Applications of the Cavitating Venturi». *Journal of the American Rocket Society*, vol. 22.1 (1952), págs. 28-38. DOI: 10.2514/8.4412.
- European Committee for Standardization. *Methods, Liquid petroleum products. Fatty acid methyl esters (FAME) for use in diesel engines and heating applications. Requirements and test*. 2016.

- Grogger, H. y A. Alajbegovic. «Calculation of the cavitating flow in venturi geometries using two fluid model». *Proceedings in FEDSM98-5295*. 1998.
- Som, S., A. I. Ramirez, D. E. Longman y S. K. Aggarwal. «Effect of nozzle orifice geometry on spray, combustion, and emission characteristics under diesel engine conditions». *Fuel*, vol. 90.3 (2011), págs. 1267-1276. DOI: 10.1016/j.fuel.2010.10.048.
- Ji, C. y S. Wang. «Strategies for improving the idle performance of a spark-ignited gasoline engine». *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 37.4 (2012), págs. 3938-3944. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2011.04.013.
- Jiang, Y. J., A. Umemura y C. K. Law. «An experimental investigation on the collision behaviour of hydrocarbon droplets». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 234.-1 (1992), pág. 171. DOI: 10.1017/S0022112092000740.
- APEC Australia. *Sydney APEC Leaders' Declaration on Climate Change, Energy Security and Clean Development*. September 2007. 2012, págs. 1-6.
- Sou, A., M. I. Maulana y K. Isozaki. «Effects of Nozzle Geometry on Cavitation in Nozzles of Pressure Atomizers». *Journal of Fluid Science and Technology*, vol. 3.5 (2008), págs. 622-632. DOI: 10.1299/jfst.3.622.
- He, L. y F. Ruiz. «Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomization». *Atomization and Sprays*, vol. 5 (1995), págs. 569-584.
- Masuda, R., T. Fuyuto, M. Nagaoka, E. V. Berg y R. Tatschl. «Validation of Diesel Fuel Spray and Mixture Formation from Nozzle Internal Flow Calculation» (2005). DOI: 10.4271/2005-01-2098.
- Andreassi, L., S. Ubertini y L. Allocca. «Experimental and numerical analysis of high pressure diesel spray-wall interaction». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 33.7 (2007), págs. 742-765. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2007.01.003.
- Chorin, A. J. y J. E. Marsden. *A Mathematical Introduction to Fluid Mechanics*. Vol. 4. Texts in Applied Mathematics. New York, NY: Springer New York, 1993. DOI: 10.1007/978-1-4612-0883-9.
- Evans, M. J. y J. S. Rosenthal. *Probability and Statistics: The Science of Uncertainty*. 2009.
- Payri, F., V. Bermúdez, R. Payri y F. J. Salvador. «The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles». *Fuel*, vol. 83.4-5 (2004), págs. 419-431. DOI: 10.1016/j.fuel.2003.09.010.

- Wallis, G. B. «One-dimensional two-phase flow». *McGraw-Hill* (1969).
- Reid, B. A., G. K. Hargrave, C. P. Garner y G. Wigley. «An investigation of string cavitation in a true-scale fuel injector flow geometry at high pressure». *Physics of Fluids*, vol. 22 (2010).
- Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y G. Bracho. «The effect of temperature and pressure on thermodynamic properties of diesel and biodiesel fuels.» *Fuel*, vol. doi:10.1016.3 (2010), págs. 1-9. DOI: 10.1016/j.fuel.2010.11.015.
- Hiroyasu, H. «Spray breakup mechanism from the hole-type nozzle and its applications». *Atomization and Sprays*, vol. 10.3-5 (2000), págs. 511-527.
- Macian, V., R. Payri, A. García y M. Bardi. «Experimental Evaluation of the Best Approach for Diesel Spray Images Segmentation». *Experimental Techniques*, vol. 36.6 (2012), págs. 26-34. DOI: 10.1111/j.1747-1567.2011.00730.x.
- Som, S., S. K. Aggarwal, E. M. El-Hannouny y D. E. Longman. «Investigation of nozzle flow and cavitation characteristics in a diesel injector». *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 132.April (2010), pág. 42802. DOI: 10.1115/1.3203146.
- Colebrook, C. F. «Turbulent flows in pipes, with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipe laws» ().
- Naber, J. D. y D. L. Siebers. «Effect of gas density and vaporization on penetration and dispersion of Diesel sprays». *SAE Paper 960034*, vol. 105.412 (1996), págs. 82-111. DOI: 10.4271/960034.
- Salvador, F. J., S. Hoyas, R. Novella y J. Martinez-Lopez. «Numerical simulation and extended validation of two-phase compressible flow in diesel injector nozzles». *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, vol. 225.4 (2011), págs. 545-563. DOI: 10.1177/09544070JAUT01569.
- Bergwerk, W. «Flow pattern in Diesel nozzle spray holes». *Proc. Inst. Mech. Engrs*, vol. 173, n. 25 (1959).
- Post, S. L. y J. Abraham. «Modeling the outcome of drop – drop collisions in Diesel sprays». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 28 (2002), págs. 997-1019.
- Yakhot, V., S. Thangam, T. B. Gatski, S. A. Orszag y C. G. Speziale. «Nia 91-10664» (1991).

- Hall, G. W. «Analytical determination of the discharge characteristics of cylindrical-tube orifices». *Journal of Mechanical Engineering Science*, vol. 5 (1963), pág. 91.
- Rulefinder, R., I. Convention, S. Amended y R. Mepc. «MARPOL - International Convention for the Prevention of Pollution from Ships Amended by Resolution MEPC . 111 (50) Amended by Resolution MEPC . 115 (51) Amended by Resolution MEPC . 116 (51) Articles of the International Convention for the Preventio». Vol. 111.50 (2009), págs. 1-584.
- Subramaniam, S. «Lagrangianeulerian methods for multiphase flows». *Progress in Energy and Combustion Science* (2013). DOI: 10.1016/j.pecs.2012.10.003.
- 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*, vol. 19.11 (2005), págs. 2040-2052. DOI: 10.1007/BF02916497.
- Battistoni, M., Q. Xue, S. Som y E. Pomraning. «Effect of Off-Axis Needle Motion on Internal Nozzle and Near Exit Flow in a Multi-Hole Diesel Injector». *SAE International Journal of Fuels and Lubricants*, vol. 7.1 (2014), págs. 2014-01-1426. DOI: 10.4271/2014-01-1426.
- Joseph, D., J. Belanger y G. Beavers. «Breakup of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 25.6-7 (1999), págs. 1263-1303. DOI: 10.1016/S0301-9322(99)00043-9.
- Pastor, J. V., R. Payri, J. M. García-Oliver y J.-g. Nerva. «Schlieren Measurements of the ECN-Spray A Penetration under Inert and Reacting Conditions». *SAE Technical Paper 2012-01-0456* (2012). DOI: 10.4271/2012-01-0456.
- Bill, B. «Basic Theory of The Hammer Test Method». *Kistler company reprint*, 02 (1998).
- 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). DOI: 10.4271/950080.
- Dent, J. C. «A basis for comparison of various experimental methods for studying spray penetration». *SAE Paper 710571* (1971).
- Neroorkar, K., B. Shields, R. O. Grover, Jr., A. Plazas Torres y D. Schmidt. «Application of the Homogeneous Relaxation Model to Simulating Cavitating Flow of a Diesel Fuel». 2012. DOI: 10.4271/2012-01-1269.

- Payri, R., B. Tormos, F. J. 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*, vol. 38.1 (2005), págs. 58-78.
- Arcoumanis, C., M. Badami, H. Flora y M. Gavaises. «Cavitation in real-size multi-hole Diesel injector nozzles». *SAE Paper 2000-01-1249* (2000).
- Johnson, J. E. y col. «Characteristics of 3000 bar Diesel Spray Injection under Non-Vaporizing and Vaporizing Conditions». *ICLASS 2012, 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. Vol. c. Figure 1. 2012, págs. 6-13.
- Park, S. H., H. K. Suh y C. S. Lee. «Effect of Bioethanol - Biodiesel Blending Ratio on Fuel Spray Behavior and Atomization Characteristics». *Energy & Fuels*, vol. 23.8 (2009), págs. 4092-4098. DOI: 10.1021/ef900068a.
- Zellat, M. *STAR-CD fuel injection modeling injector/atomisation/spray dynamics/wall impingment*. Inf. téc. 2005.
- Asi, O. «Failure of a diesel engine injector nozzle by cavitation damage». *Engineering Failure Analysis*, vol. 13 (2006), págs. 1126-1133. DOI: 10.1016/j.engfailanal.2005.07.021.
- Yakhot, V. y S. A. Orszag. «Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory». *Journal of Scientific Computing*, vol. 1.1 (1986), págs. 3-51. DOI: 10.1007/BF01061452.
- Goodman, S. «Of P-values and Bayes: a modest proposal.» *Epidemiology*, vol. 12.3 (2001), págs. 295-297. DOI: 10.1097/00001648-200105000-00006.
- Senecal, P. K. y col. «Modeling high-speed viscous liquid sheet atomization». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 25 (1999), págs. 1073-1097. DOI: 10.1016/S0301-9322(99)00057-9.
- OpenFOAM userguide version 1.4*. <http://www.openfoam.org>.
- Schmidt, D. P. y M. L. Corradini. «The internal flow of Diesel fuel injector nozzles: a review». *Int J Engine Research. JER 00201 ImechE*, vol. 2.6 (2001), págs. 1-22. DOI: 10.1243/1468087011545316.
- Grant, R. P. y S. Middleman. «Newtonian jet stability». *AIChE Journal*, vol. 12.4 (1966), págs. 669-678. DOI: 10.1002/aic.690120411.
- 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).

- Bracho, G. «Experimental and theoretical study of the direct diesel injection process at low temperatures». Tesis doct. Valencia: Universidad Politécnica de Valencia, 2011.
- Correas, D. «Estudio teórico–experimental del chorro libre Diesel isoterma». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 1998.
- Walther, J. «Quantitative untersuchungen der innenströmung in kavitierenden Deseleinspritzdüsen». Tesis doct. TU Darmstadt, 2002.
- Birouk, M. y I. Gökalp. «A new correlation for turbulent mass transfer from liquid droplets». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45.1 (2002), págs. 37-45. DOI: 10.1016/S0017-9310(01)00120-X.
- Payri, R., F. J. Salvador, P. Martí-Aldaraví y J. Martínez-López. «Using one-dimensional modeling to analyze the influence of the use of biodiesels on the dynamic behavior of solenoid-operated injectors in common rail systems: Detailed injection system model». *Energy Conversion and Management*, vol. 54.1 (2012), págs. 90-99. DOI: 10.1016/j.enconman.2011.10.007.
- Chorażewski, M. y col. «Thermophysical properties of Normafluid (ISO 4113) over wide pressure and temperature ranges». *Fuel*, vol. 105 (2013), págs. 440-450. DOI: 10.1016/j.fuel.2012.05.059.
- Miesse, C. C. «Correlation of experimental data on the disintegration of liquid jets». *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 47 (1955), págs. 1690-1695.
- Arcoumanis, C., M. Gavaises, J. M. Nouri y E. Abdul-Wahab. «Analysis of the flow in the nozzle of a vertical multi-hole Diesel engine injector». *SAE Paper 980811* (1998).
- Heywood, J. B. «Internal combustion engine fundamentals». *Mc Graw Hill, Inc.* (1998).
- Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y J. De la Morena. «Effects of nozzle geometry on direct injection diesel engine combustion process». *Applied Thermal Engineering*, vol. 29.10 (2009), págs. 2051-2060. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2008.10.009.
- Hiroyasu, H., M. Arai y M. Tabata. «Empirical equations for the Sauter mean diameter of Diesel spray». *SAE Paper 890464* (1989).
- Argueyrolles, B. y col. «Influence of injector nozzle design and cavitation on coking phenomenon» (2007), págs. 1405-1415.

- Lambert, L. «Modélisation des jets d'injection haute pression des moteurs Diesel et validation expérimentale». Tesis doct. Institut français du pétrole, 1996.
- Ménard, T., S. Tanguy y A. Berlemont. «Coupling level set/VOF/ghost fluid methods: Validation and application to 3D simulation of the primary break-up of a liquid jet». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 33.5 (2007), págs. 510-524. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2006.11.001.
- Manin, J. «Analysis of mixing processes in liquid and vaporized diesel sprays through LIF and Rayleigh scattering measurements». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2011.
- Mehravaran, K. «Direct Simulations of Primary Atomization in Moderate-Speed Diesel Fuel Injection». *International Journal of Materials, Mechanics and Manufacturing* (2013), págs. 207-209. DOI: 10.7763/IJMMM.2013.V1.44.
- Dos Santos, F. y L. Le Moyne. «Spray Atomization Models in Engine Applications, from Correlations to Direct Numerical Simulations». *Oil & Gas Science and Technology – Revue d'IFP Energies nouvelles*, vol. 66.5 (2011), págs. 801-822. DOI: 10.2516/ogst/2011116.
- Barroso, G., B. Schneider y K. Boulouchos. «An Extensive Parametric Study on Diesel Spray Simulation and Verification with Experimental Data». *SAE Technical Paper 2003-01-3230*, vol. 2003.724 (2003). DOI: 10.4271/2003-01-3230.
- Payri, R., F. J. Salvador, J. Gimeno y A. García. «Flow regime effects over non-cavitating Diesel injection nozzles». *Journal of Automobile Engineering*, vol. 226 (2011), págs. 133-144.
- Benedick. «Montreal Protocol on Substances that Deplete the Ozone Layer». *International Negotiation*, vol. 1.2 (1996), págs. 231-246. DOI: 10.1163/15718069620847781.
- Som, S. y S. K. Aggarwal. «A Numerical Investigation of Non-Evaporating and Evaporating Diesel Sprays». *Imece 2008: Proceedings of the Asme International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Vol 3* (2009), págs. 281-290.
- Salvador, F. J., M. Carreres, D. Jaramillo y J. Martínez-López. «Comparison of microsac and VCO diesel injector nozzles in terms of internal nozzle flow characteristics». *Energy Conversion and Management*, vol. 103 (2015), págs. 284-299. DOI: 10.1016/j.enconman.2015.05.062.

- 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*, vol. 18.7 (2004), págs. 1222-1235. DOI: 10.1007/BF02983297.
- Bermudez, V., R. Payri, F. J. Salvador y A. H. Plazas. «Study of the influence of nozzle seat type on injection rate and spray behavior». *ImechE. Journal of automobile engineering*, vol. 219.5 (2005), págs. 677-689. DOI: 10.1243/095440705X28303.
- Von Kármán, T. *Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz*. Sonderdrucke aus den Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen : Mathematisch-physische Klasse. Weidmannsche Buchh., 1930.
- 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 Technical Paper 960867*, vol. 105.3 (1996), págs. 1329-1339. DOI: 10.4271/960867.
- 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*, vol. 49.4 (2006), págs. 1253-1259.
- Pomraning, E. «Development of Large Eddy Simulation Turbulence Models». Tesis doct. University of Wisconsin, 2000.
- Siebers, D. L. «Liquid-phase fuel penetration in diesel sprays». *SAE Paper 980809* (1998).
- Kouzel, B. «How pressure affects liquid viscosity». *Hydrocarbon Process. PetroL Refiner*, vol. 44.3 (1965).
- Desantes, J. M., R. Payri, J. M. García-Oliver y F. J. Salvador. «A contribution to the understanding of isothermal diesel spray dynamics». *Fuel*, vol. 86.7-8 (2007), págs. 1093-1101. DOI: 10.1016/j.fuel.2006.10.011.
- Mugele, R. A. y H. D. Evans. «Droplet Size Distribution in Sprays». *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 43.6 (1951), págs. 1317-1324. DOI: 10.1021/ie50498a023.
- Wakuri, Y. y col. «Studies of the penetration of a fuel spray in a Diesel Engine». *Bulletin of JSME*, vol. 3.9 (1960), págs. 123-130. DOI: 10.1299/kikai1938.25.820.
- Baumgarten, C. *Mixture Formation in Internal Combustion Engine*. 2006, pág. 294. DOI: 10.1007/3-540-30836-9.

- Payri, R., L. Araneo, J. Shakal y V. Soare. «Phase doppler measurements: System set-up optimization for characterization of a diesel nozzle». *Journal of Mechanical Science and Technology*, vol. 22.8 (2008), págs. 1620-1632. DOI: 10.1007/s12206-008-0432-7.
- Sterling, A. M. y C. A. Sleicher. «The instability of capillary jets». *J. Fluid Mech* (1975).
- Martínez-López, J. «Estudio computacional de la influencia del levantamiento de aguja sobre el flujo interno y el fenómeno de la cavitación en toberas de inyección Diesel». Tesis doct. Valencia: Universitat Politècnica de Valencia, 2013.
- 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.
- Du, C. y col. «Injection Rate Control in Electronic in-line Pump-Valve-Pipe-Injector Diesel Injection System». 1999. DOI: 10.4271/1999-01-0201.
- Catania, A. E., A. Ferrari y E. Spessa. «Temperature variations in the simulation of high-pressure injection-system transient flows under cavitation». *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51 (2008), págs. 2090-2107. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.11.032.
- Commission, E. y Eurostat. *Energy, transport and environment indicators*. 2014.^a ed. 2014. DOI: 10.2785/56669.
- Som, S. y S. K. Aggarwal. «Effects of primary breakup modeling on spray and combustion characteristics of compression ignition engines». *Combustion and Flame*, vol. 157.6 (2010), págs. 1179-1193. DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.02.018.
- Battistoni, M. y C. N. Grimaldi. «Numerical analysis of injector flow and spray characteristics from diesel injectors using fossil and biodiesel fuels». *Applied Energy*, vol. 97 (2012), págs. 656-666. DOI: 10.1016/j.apenergy.2011.11.080.
- Suh, H. K. y C. S. Lee. «Effect of cavitation in nozzle orifice on the Diesel fuel atomization characteristics». *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 29.4 (2008), págs. 1001-1009. DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.03.014.
- Hossainpour, S. y A. R. Binesh. «Investigation of fuel spray atomization in a DI heavy-duty diesel engine and comparison of various spray breakup models». *Fuel*, vol. 88.5 (2009), págs. 799-805. DOI: 10.1016/j.fuel.2008.10.036.

- Lippert, A. M., S. Chang, S. Are y D. P. Schmidt. «Mesh Independence and Adaptive Mesh Refinement For Advanced Engine Spray Simulations». 2005. DOI: 10.4271/2005-01-0207.
- Kent, J. C. y G. M. Brown. «Nozzle exit flow, characteristics for square-edged and rounded inlet geometries». *Combust. Sci. Technol.* Vol. 30 (1983), págs. 121-132.
- Schmidt, D., S. Gopalakrishnan y H. Jasak. «Multi-dimensional simulation of thermal non-equilibrium channel flow». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 36.4 (2010), págs. 284-292. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2009.11.012.
- Kubota, A., H. Kato y H. Yamaguchi. «A new modelling of cavitating flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 240.-1 (1992), pág. 59. DOI: 10.1017/S002211209200003X.
- Bilicki, Z. y J. Kestin. «Physical Aspects of the Relaxation Model in Two-Phase Flow». *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 428.1875 (1990), págs. 379-397. DOI: 10.1098/rspa.1990.0040.
- Margot, X., S. Hoyas, P. Fajardo y S. Patouna. «A moving mesh generation strategy for solving an injector internal flow problem». *Mathematical and Computer Modelling*, vol. 52.7-8 (2010), págs. 1143-1150. DOI: 10.1016/j.mcm.2010.03.018.
- Armas, O., S. Martínez-Martínez, C. Mata y C. Pacheco. «Alternative method for bulk modulus estimation of Diesel fuels». *Fuel*, vol. 167 (2016), págs. 199-207. DOI: 10.1016/j.fuel.2015.11.067.
- Mónico, L. «Contribución al estudio del ruido de combustión en conceptos avanzados de combustión Diesel.» Tesis doct. Valencia: Universidad Politécnica de Valencia, 2013.
- Lopez, J. J. «Estudio teórico-experimental del chorro libre Diesel no evaporativo y de su interacción con el movimiento del aire.» Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 2003.
- Sato, K. y Y. Saito. «Unstable Cavitation Behavior in a Circular-Cylindrical Orifice Flow.» *JSME International Journal Series B*, vol. 45.3 (2002), págs. 638-645. DOI: 10.1299/jsmeb.45.638.
- Hsiang, L.-P. y G. Faeth. «Near-limit drop deformation and secondary breakup». *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 18.5 (1992), págs. 635-652. DOI: 10.1016/0301-9322(92)90036-G.

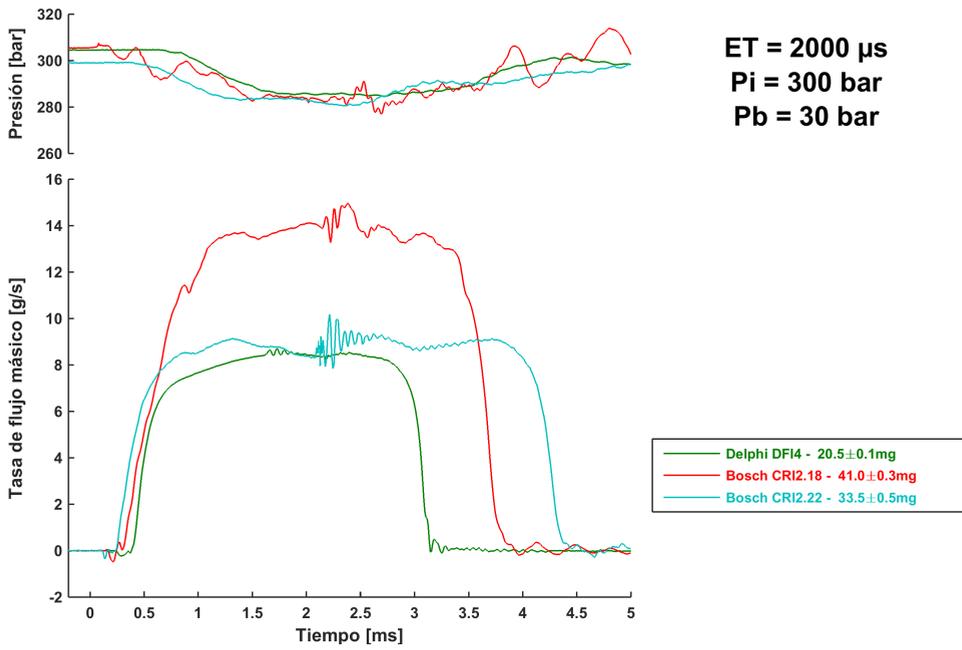
- Salvador, F. J., J. Martínez-López, M. Caballer y C. De Alfonso. «Study of the influence of the needle lift on the internal flow and cavitation phenomenon in diesel injector nozzles by CFD using RANS methods». *Energy Conversion and Management*, vol. 66 (2013), págs. 246-256. DOI: 10.1016/j.enconman.2012.10.011.
- O'Rourke, P. J. «Collective drop effects on vaporizing liquid sprays». Tesis doct. Princeton University, 1981.
- Liu, B., M. Jia y Z. Peng. «An investigation of multiple-injection strategy in a Diesel PCCI combustion engines». *SAE Paper 2004-01-1134* (2004).
- Payri, F. y J. M. Desantes. *Motores de combustion interna alternativos*. Editorial Reverte, 2011.
- González, U. «Efecto del choque de pared en las características del chorro Diesel de inyección directa». Tesis doct. Valencia: E.T.S. Ingenieros Industriales. Universidad Politécnica de Valencia, 1998.
- Fox, T. A. y J. Stark. «Discharge coefficients for miniature fuel injectors». *Proc. Inst. Mech Engrs*, vol. 203 (1989), págs. 75-78.
- Gimeno, J. «Desarrollo y aplicación de la medida de flujo de cantidad de movimiento de un chorro Diesel». Tesis doct. E.T.S. Ingenieros Industriales, Universidad Politécnica de Valencia, 2008.
- Crowe, C. T., J. D. Schwarzkopf, M. Sommerfeld y Y. Tsuji. *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. 2.^a ed. CRC Press, 2011.

Apéndice A

Apéndice

A.1. Tasa de inyección - Comparación entre inyector

En este apéndice se muestran todas las figuras donde los diversos inyectores pueden ser comparados para un tiempo de energización de $2000 \mu s$. En total son dieciocho configuraciones de presión de inyección y contrapresión distintas. Las observaciones realizadas previamente siguen siendo validas en todos los casos.

Figura A.1: $P_i = 300$ bar - $P_b = 30$ bar.

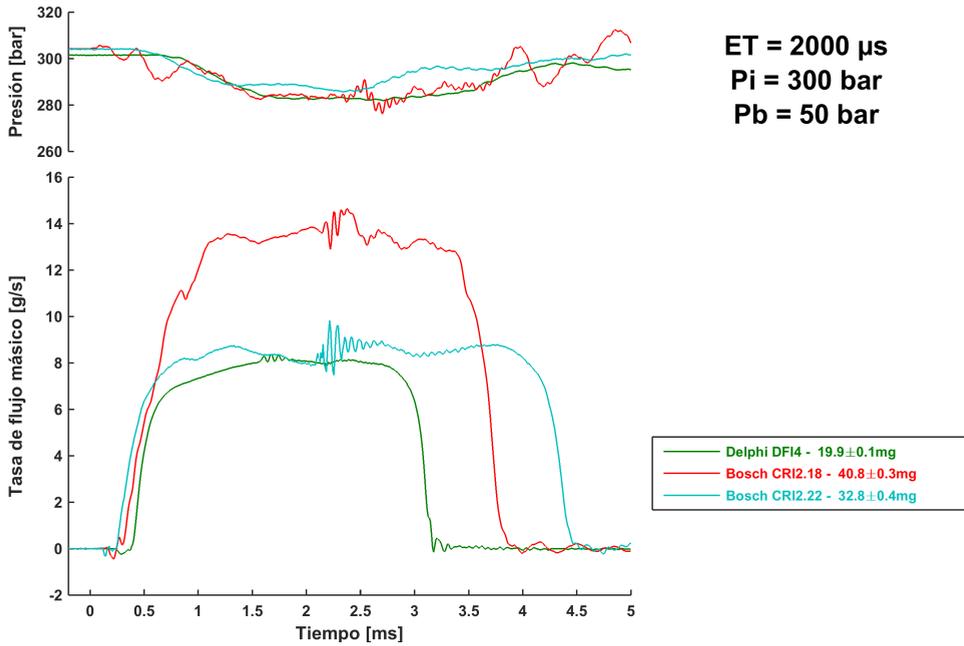


Figura A.2: $P_i = 300$ bar - $P_b = 50$ bar.

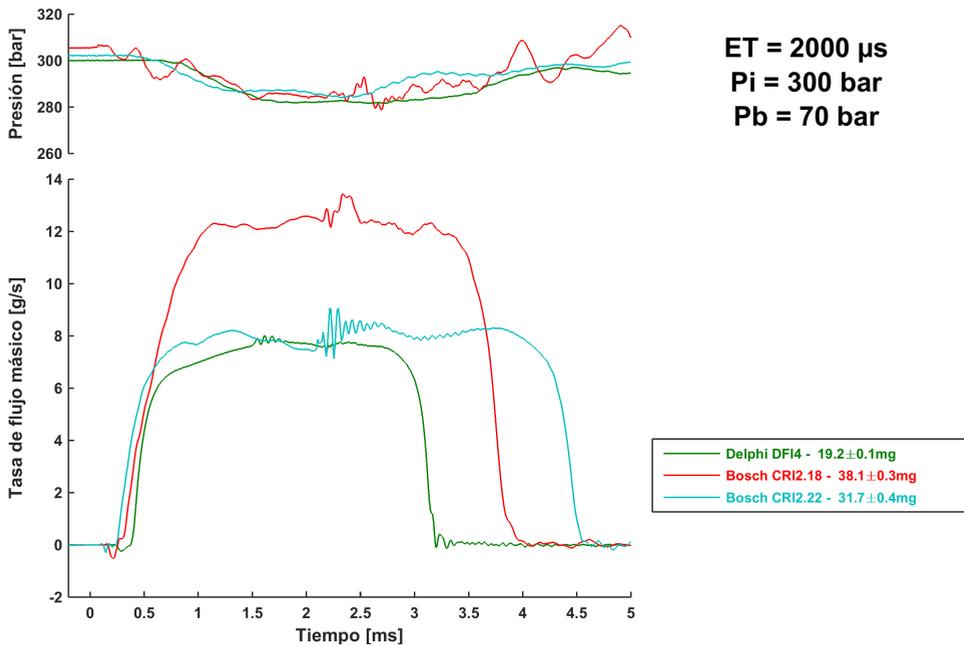


Figura A.3: $P_i = 300$ bar - $P_b = 70$ bar.

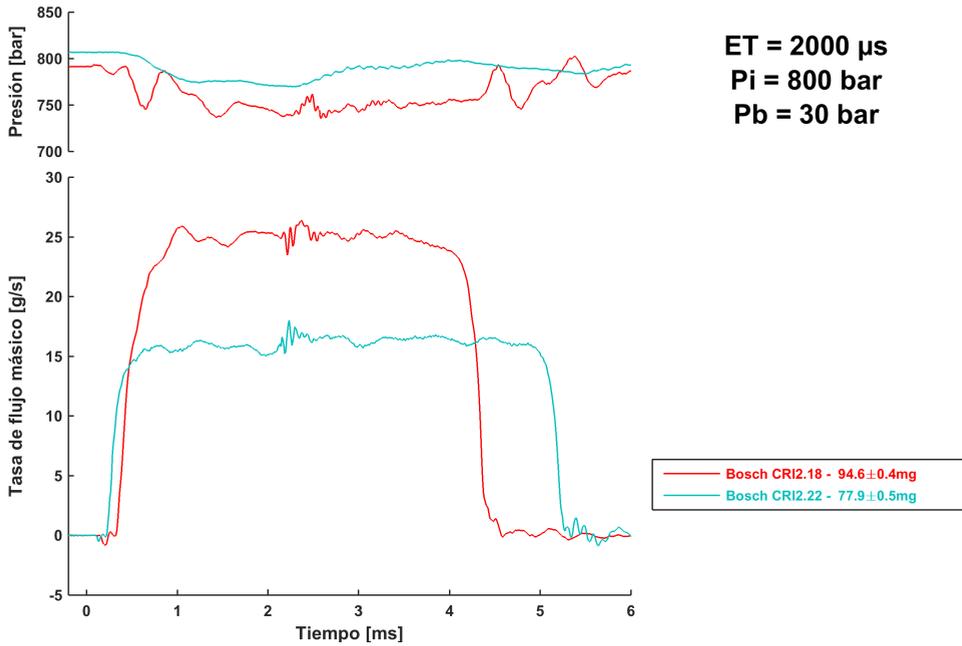


Figura A.4: $P_i = 800$ bar - $P_b = 30$ bar.

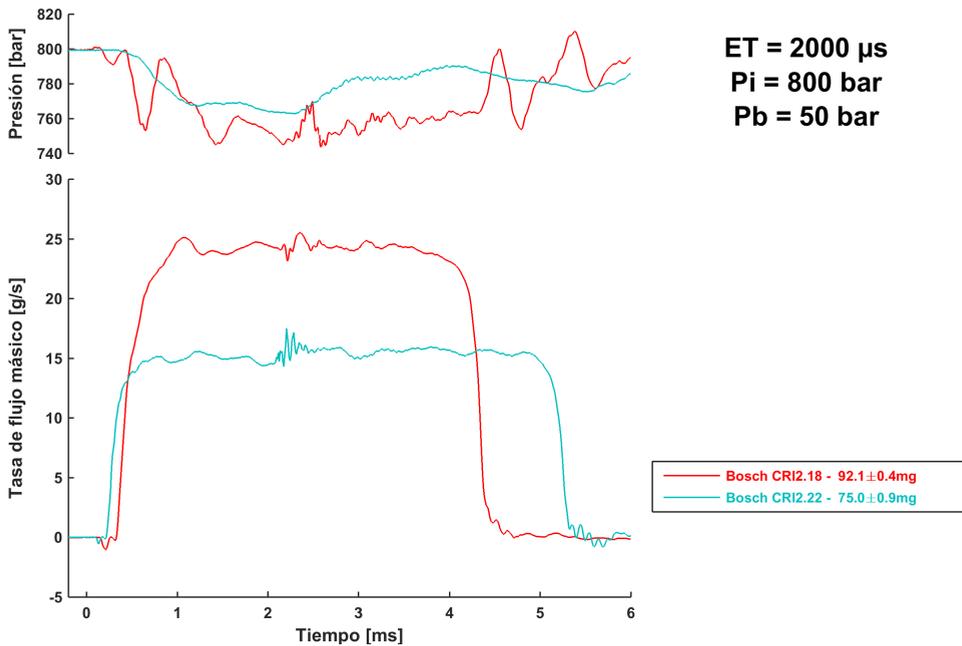


Figura A.5: $P_i = 800$ bar - $P_b = 50$ bar.

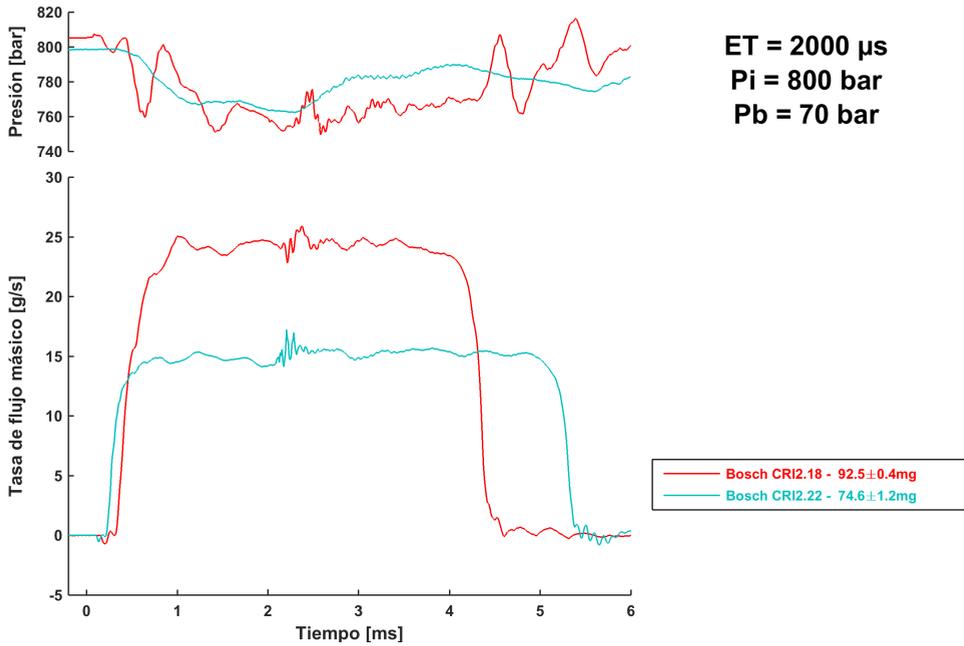


Figura A.6: $P_i = 800$ bar - $P_b = 70$ bar.

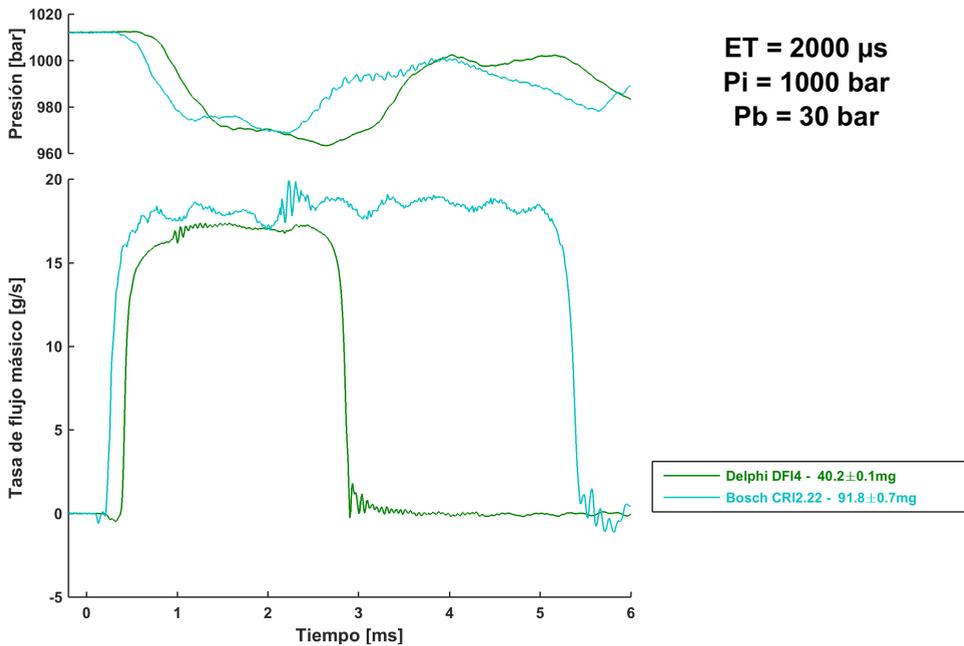


Figura A.7: $P_i = 1000$ bar - $P_b = 30$ bar.

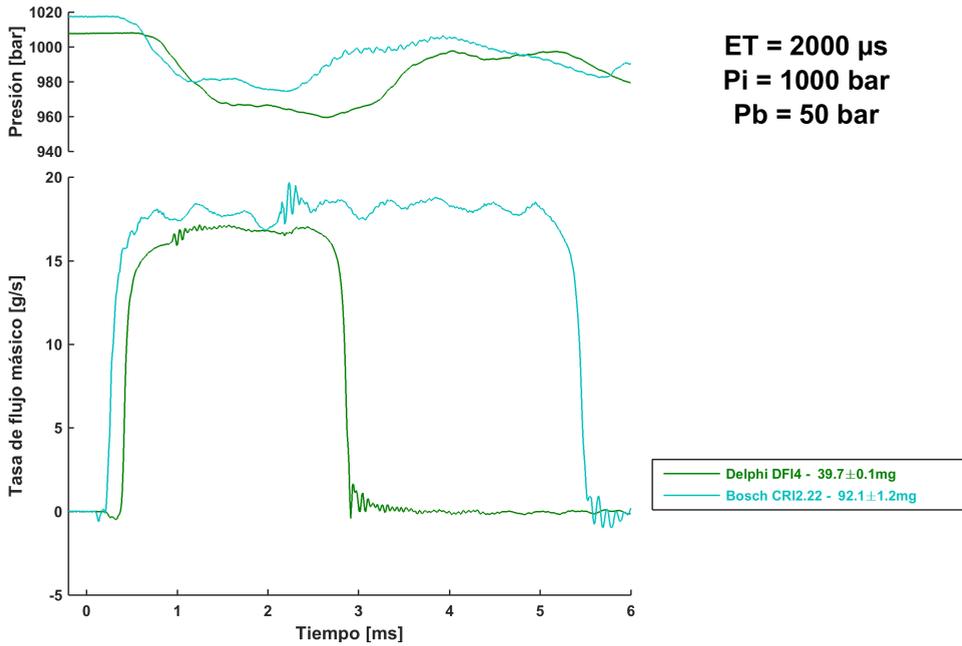


Figura A.8: $P_i = 1000$ bar - $P_b = 50$ bar.

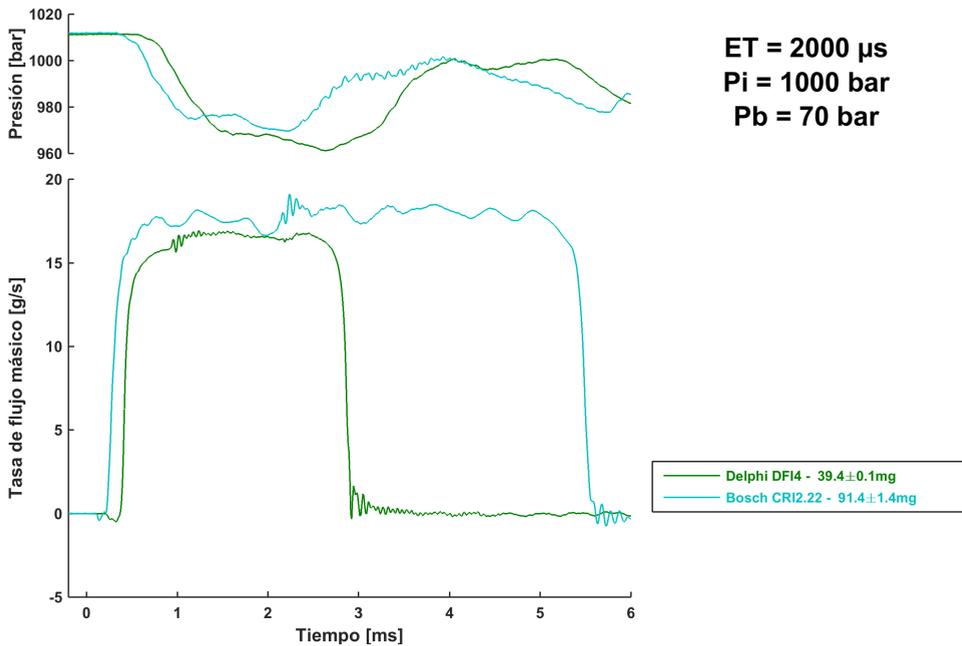


Figura A.9: $P_i = 1000$ bar - $P_b = 70$ bar.

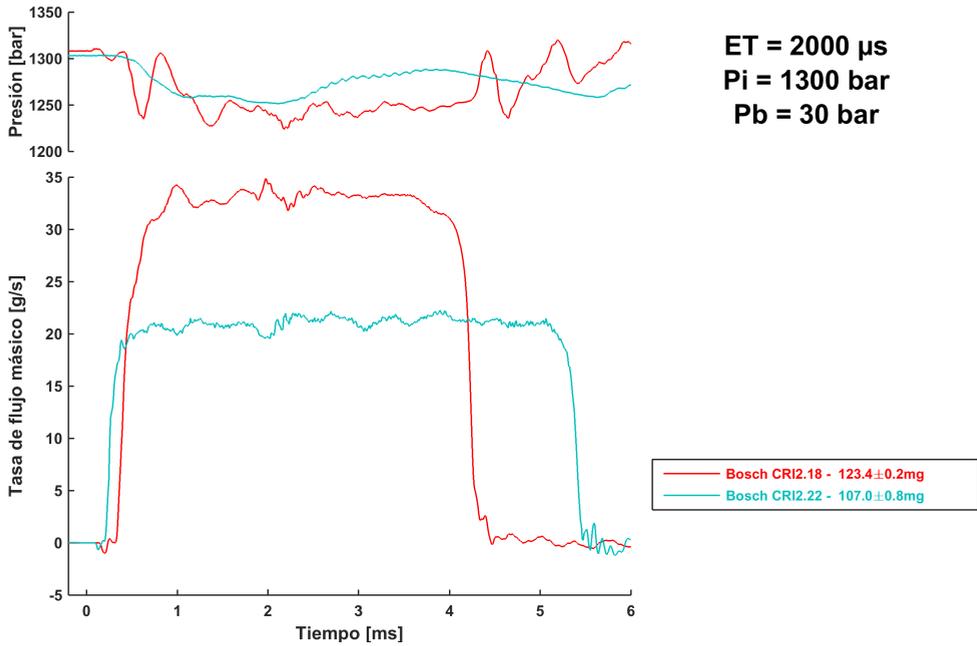


Figura A.10: $P_i = 1300$ bar - $P_b = 30$ bar.

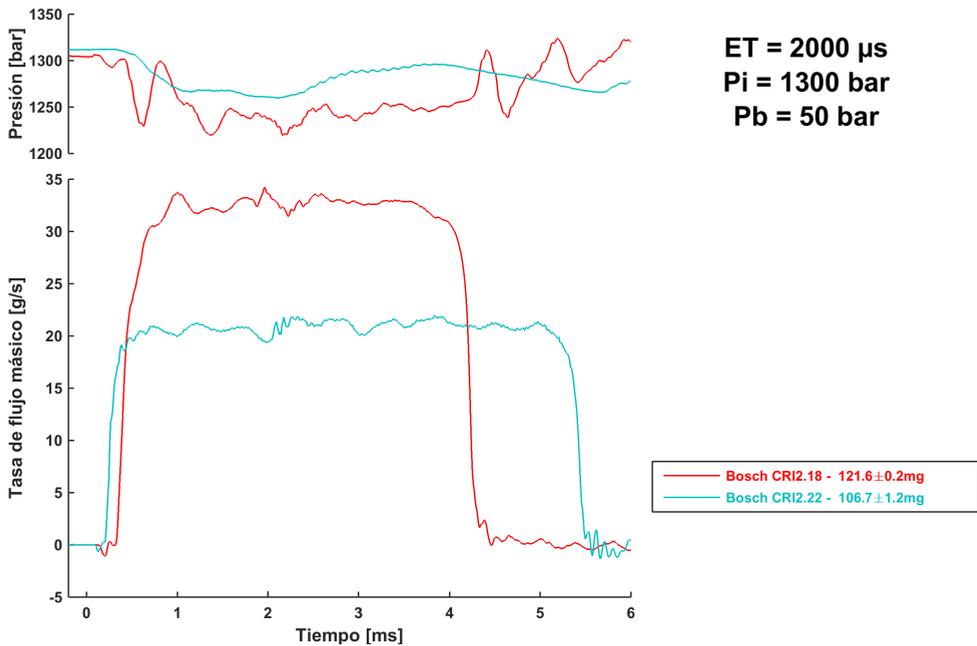


Figura A.11: $P_i = 1300$ bar - $P_b = 50$ bar.

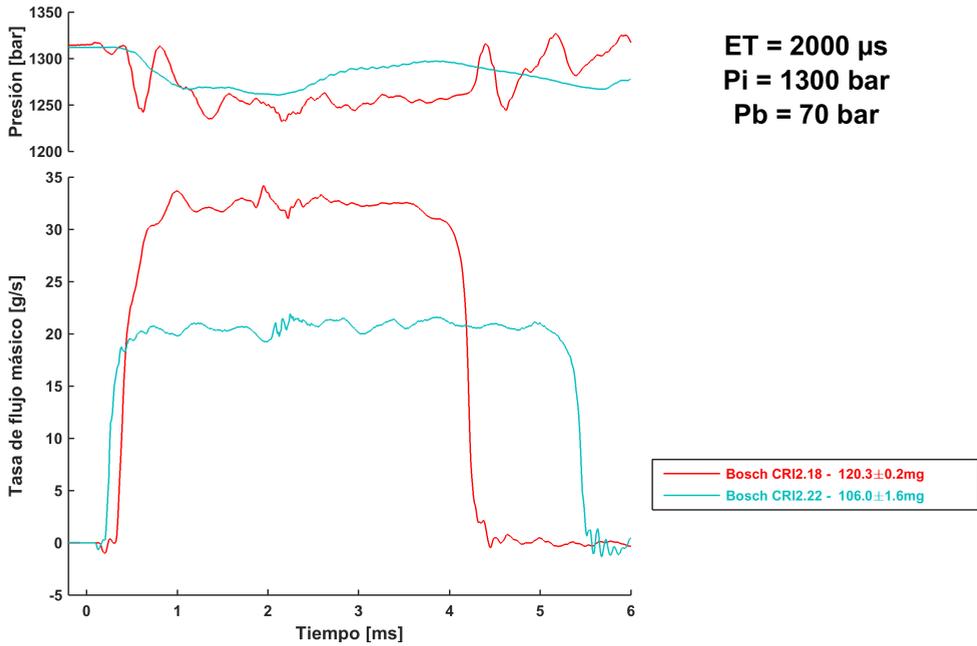


Figura A.12: $P_i = 1300$ bar - $P_b = 70$ bar.

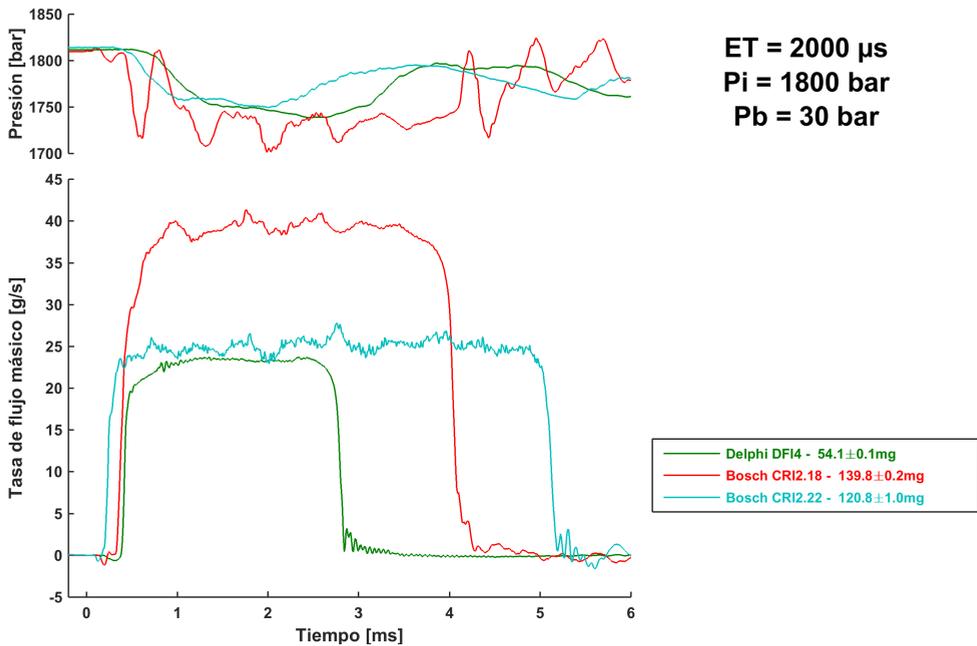


Figura A.13: $P_i = 1800$ bar - $P_b = 30$ bar.

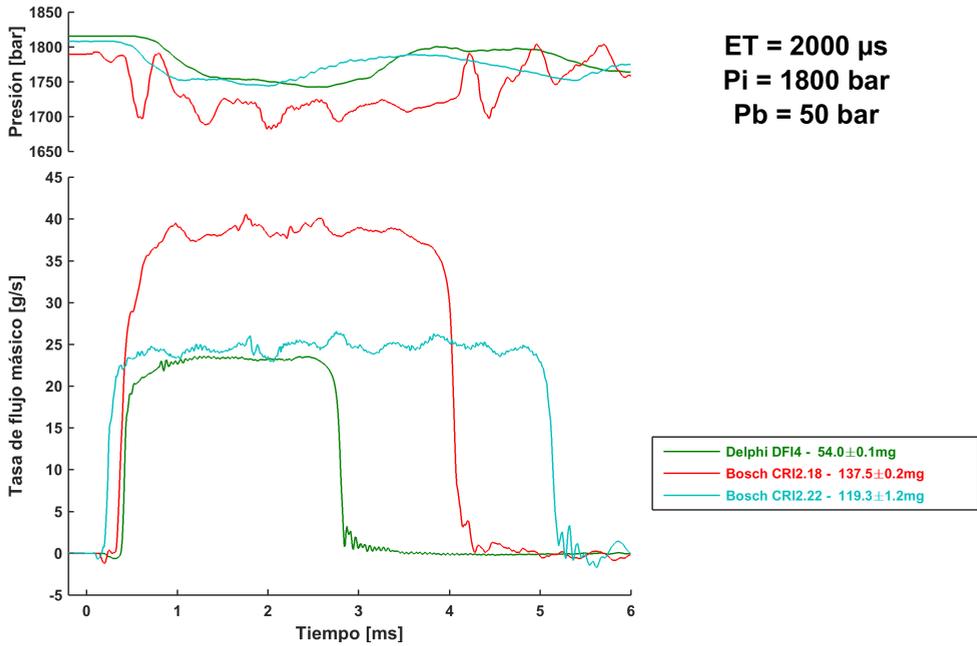


Figura A.14: $P_i = 1800$ bar - $P_b = 50$ bar.

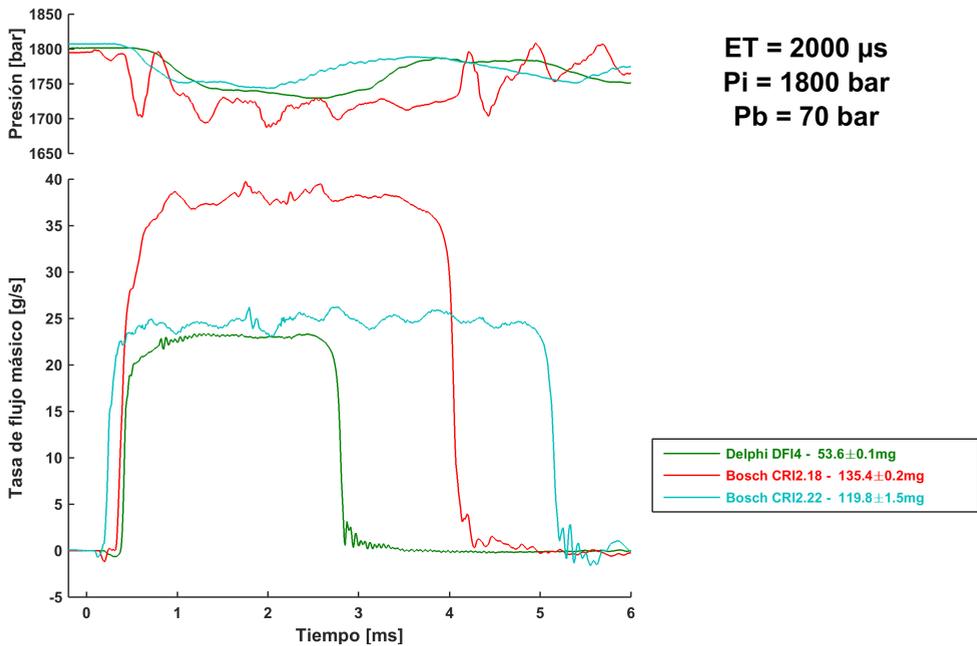


Figura A.15: $P_i = 1800$ bar - $P_b = 70$ bar.

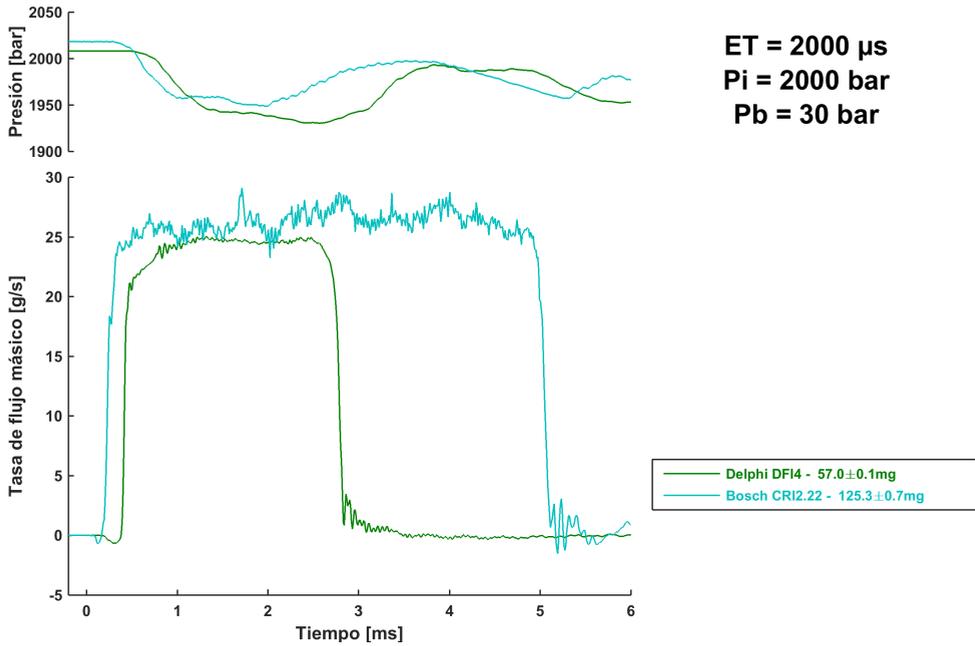


Figura A.16: $P_i = 2000$ bar - $P_b = 30$ bar.

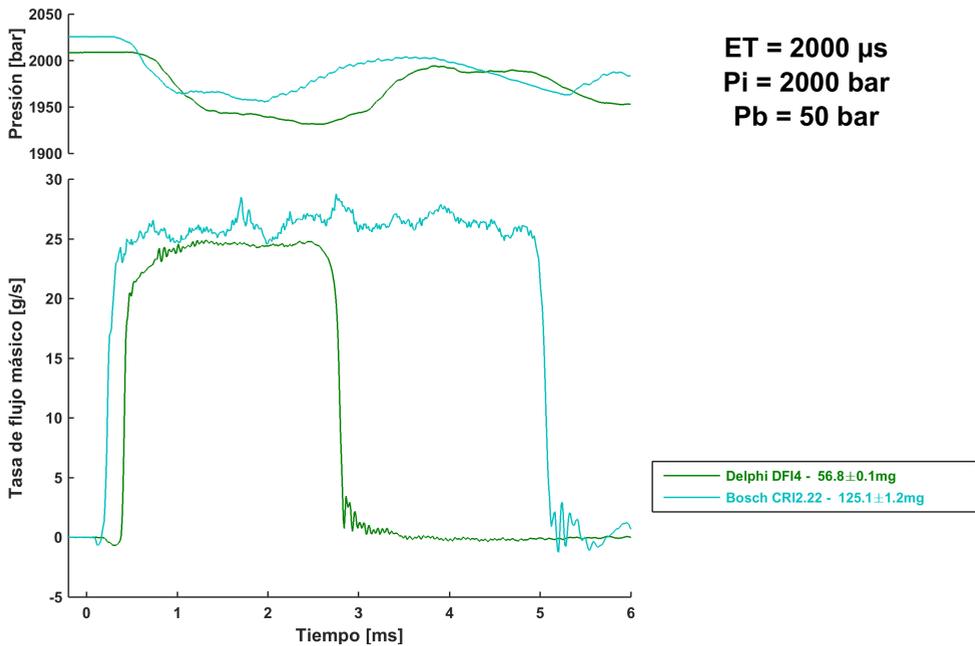


Figura A.17: $P_i = 2000$ bar - $P_b = 50$ bar.

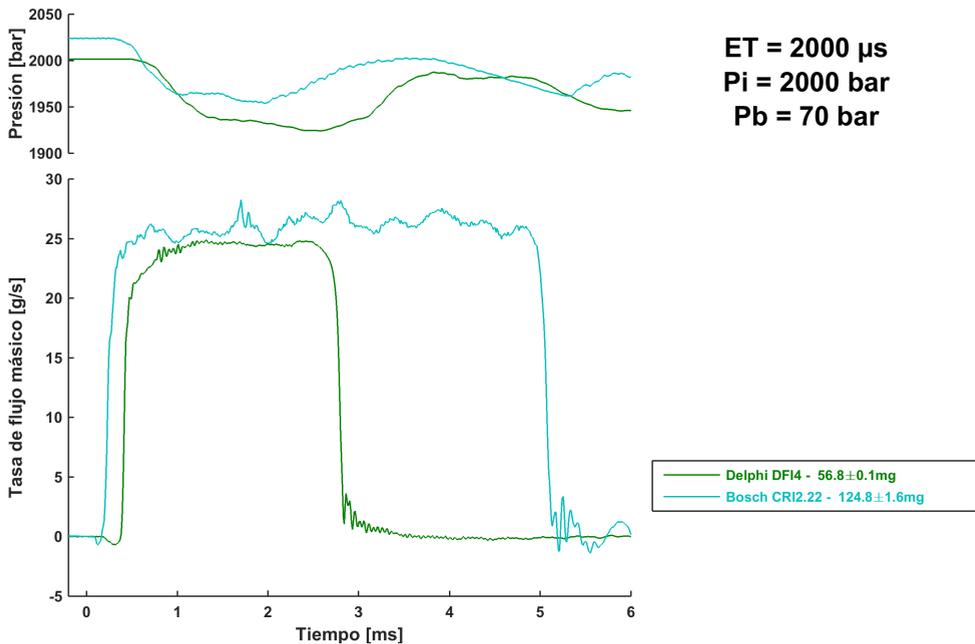


Figura A.18: $P_i = 2000 \text{ bar}$ - $P_b = 70 \text{ bar}$.

A.2. Flujo de cantidad de movimiento

En ese apéndice se muestran todas las medidas de flujo de cantidad de movimientos realizadas para la presente tesis. En esta ocasión, se muestra la influencia de la contrapresión. De acuerdo con la teoría, se puede observar claramente en la Figura A.19, la cual se corresponde con una presión de inyección de 300 bar, que el flujo de cantidad de movimiento desciende al aumentar la contrapresión.

Las diferencias del flujo de cantidad de movimiento con la contrapresión observadas anteriormente disminuyen al aumentar la presión de inyección (al depender el flujo másico de la diferencia de presiones), de tal forma que para este inyector a una presión de inyección de 800 (ver Figura A.20) bar para las contrapresiones de 10 y 30 bar las medidas parecen solaparse en algunos instantes.

Para el caso con una presión de inyección de 1300 bar (ver Figura A.21), el solapamiento parcial del flujo de cantidad de movimiento ocurre para tres de las cuatro contrapresiones (10, 30 y 50 bar).

Finalmente, para una presión de inyección de 1800 bar (ver Figura A.22), hay instantes donde las cuatro contrapresiones se encuentran solapadas y dis-

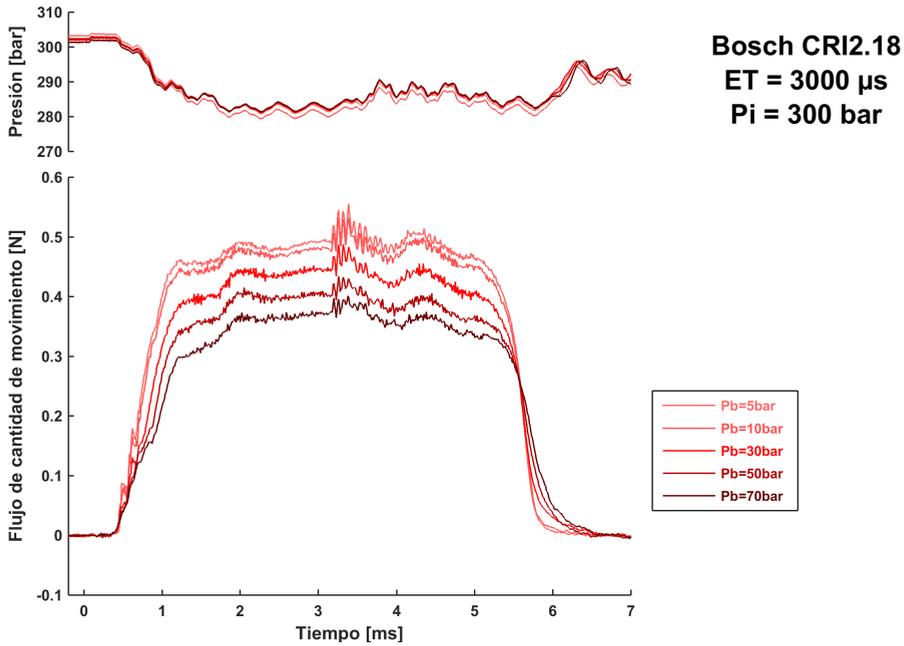


Figura A.19: $P_i = 300$ bar.

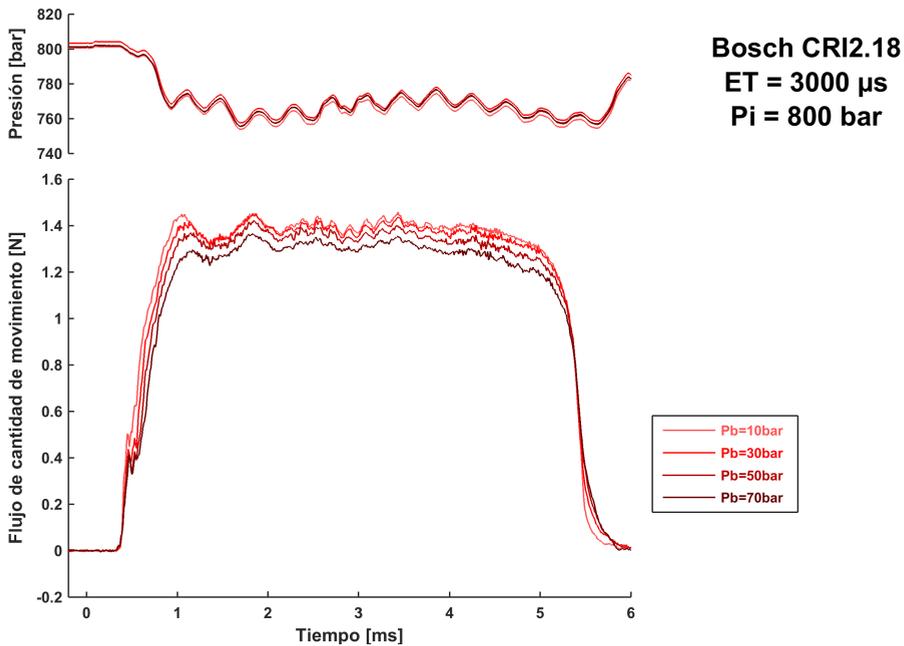
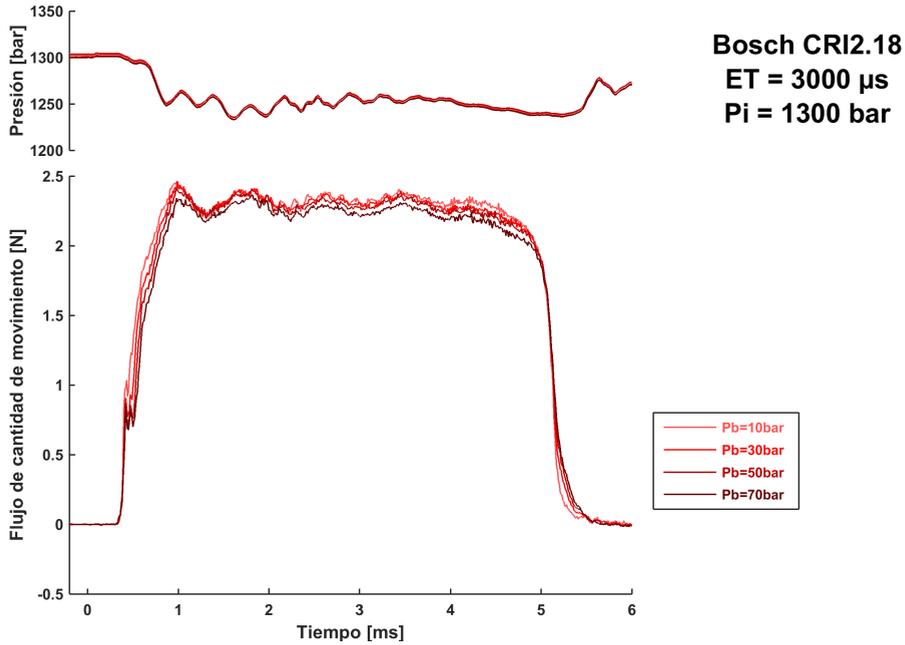


Figura A.20: $P_i = 800$ bar.

Figura A.21: $P_i = 1300$ bar.

cernir visualmente diferencias entre las medidas es ligeramente complicado. No obstante, como se ha observado en la Sección §5.2.2 al realizar el promediado en la zona cuasi-estacionaria se recupera el comportamiento predicho por la teoría.

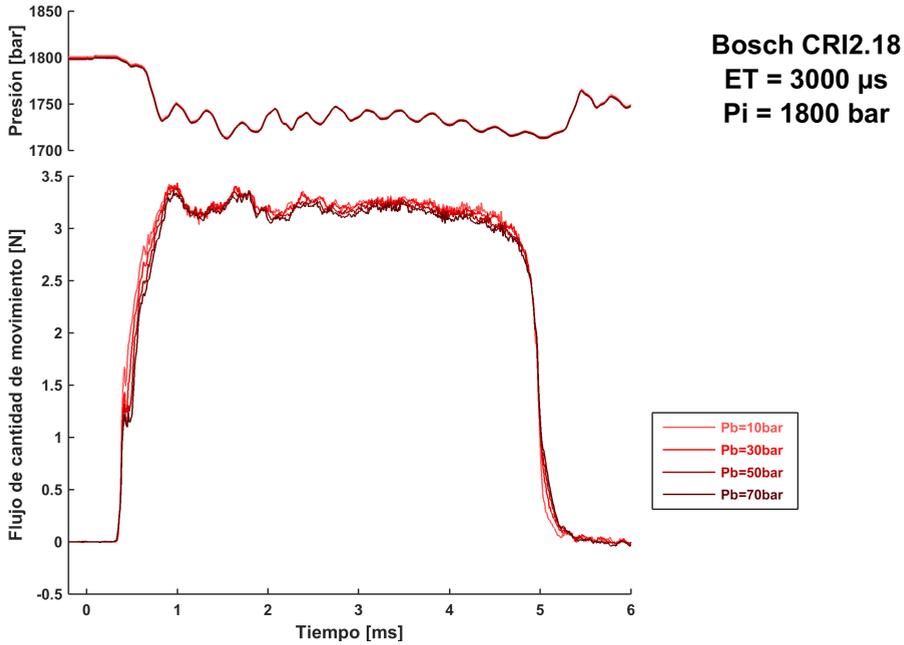


Figura A.22: $P_i = 1800$ bar.

A.3. Visualización del chorro diésel

En este apéndice se muestra la penetración del chorro diésel de los tres inyectores estudiados. Para reducir el número de figuras, se muestran todas las presiones de inyección para cada una de las condiciones de maqueta ensayadas (temperatura de la cámara y contrapresión) de forma conjunta.

A.3.1. Bosch CRI2.18

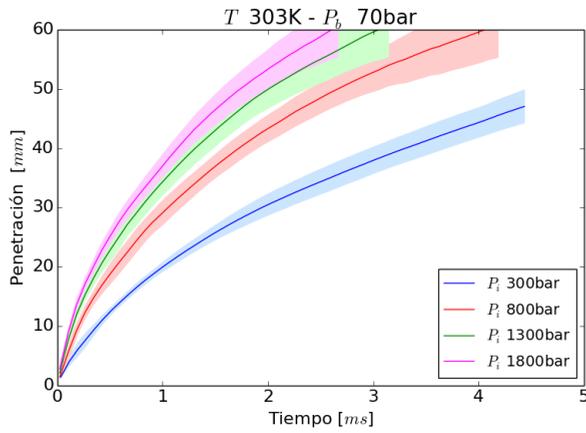


Figura A.23: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 303K$, $P_b = 70bar$).

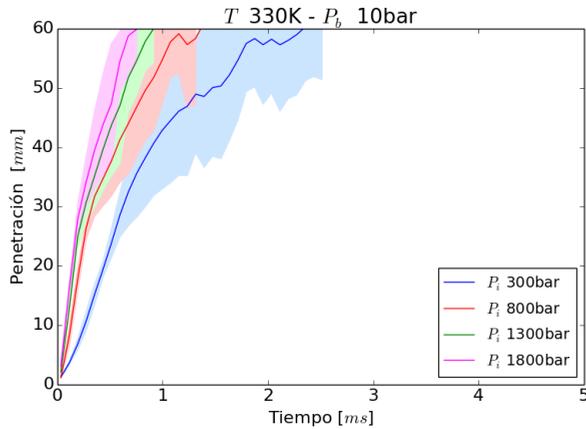


Figura A.24: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 330K$, $P_b = 10bar$).

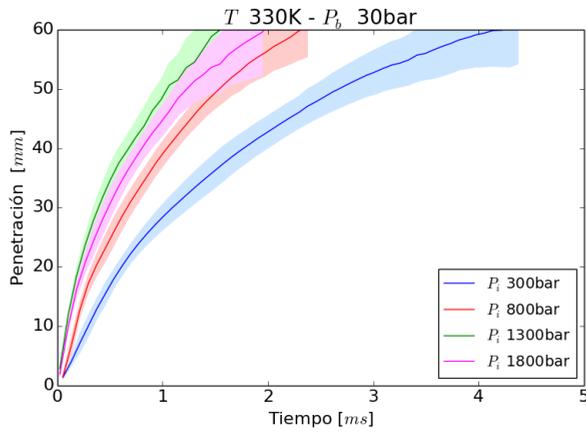


Figura A.25: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 330K$, $P_b = 30bar$).

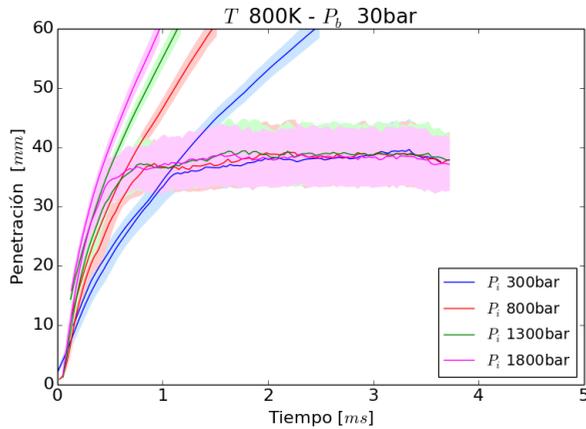


Figura A.26: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 800K$, $P_b = 30bar$).

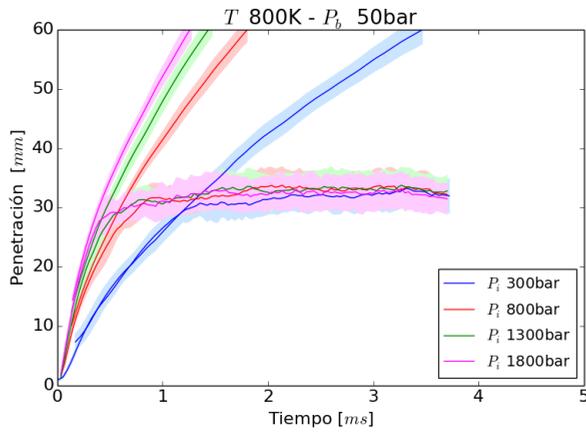


Figura A.27: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 800K$, $P_b = 50bar$).

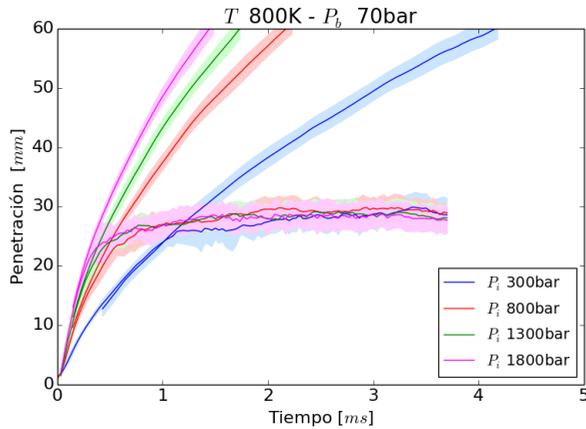


Figura A.28: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 800K$, $P_b = 70bar$).

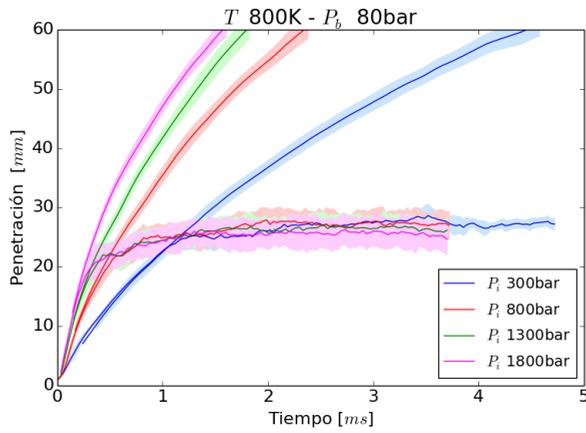


Figura A.29: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 800K$, $P_b = 80bar$).

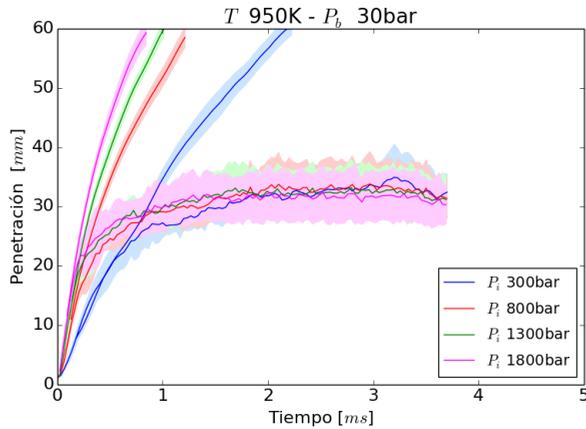


Figura A.30: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 950K$, $P_b = 30bar$).

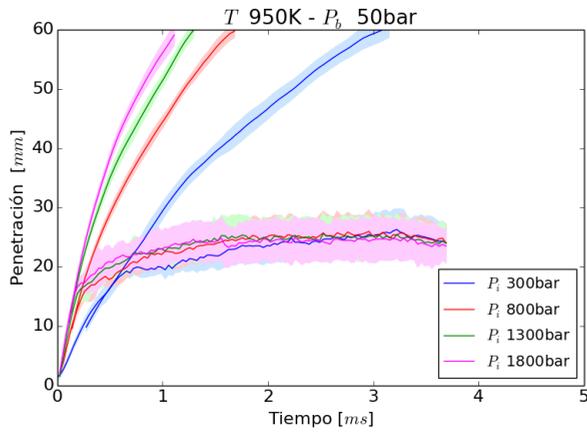


Figura A.31: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 950K$, $P_b = 50bar$).

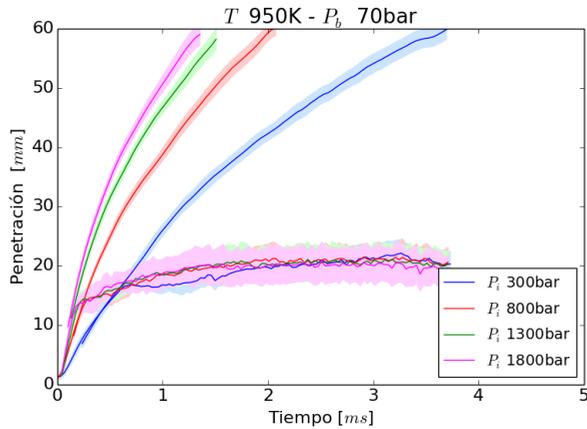


Figura A.32: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 950K$, $P_b = 70bar$).

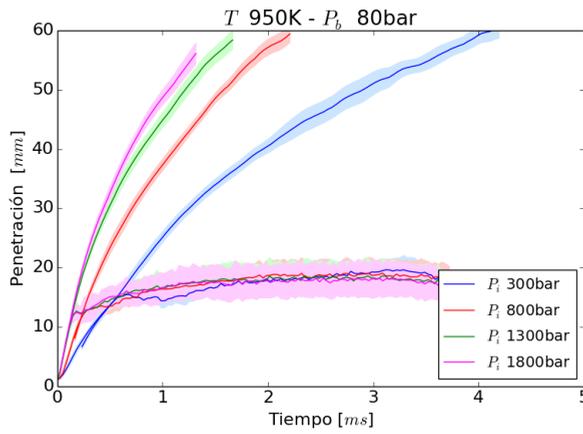


Figura A.33: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.18 ($T = 950K, P_b = 80bar$).

A.3.2. Bosch CRI2.22

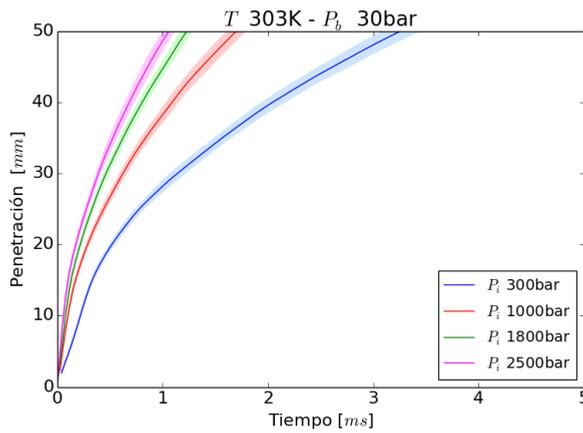


Figura A.34: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.22 ($T = 303K, P_b = 30bar$).

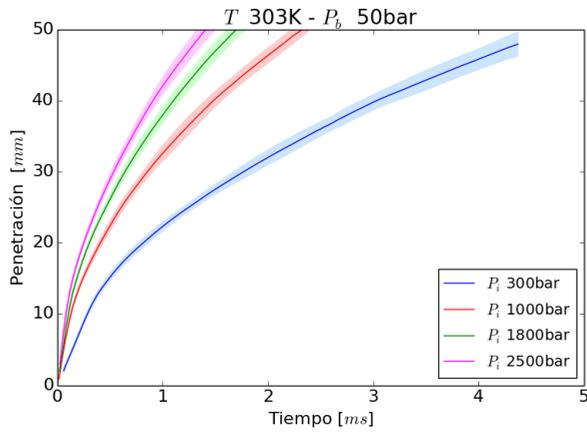


Figura A.35: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.2 ($T = 303K$, $P_b = 50bar$).

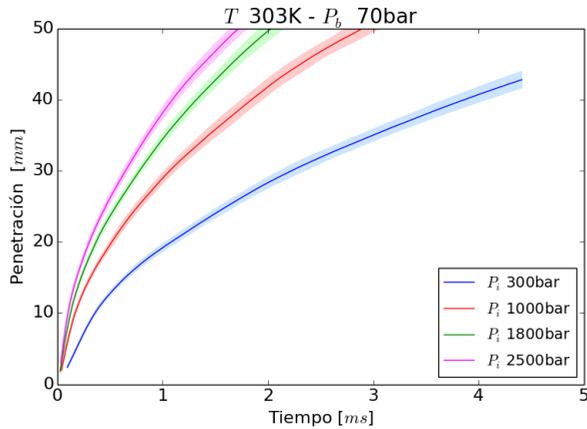


Figura A.36: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.2 ($T = 303K$, $P_b = 70bar$).

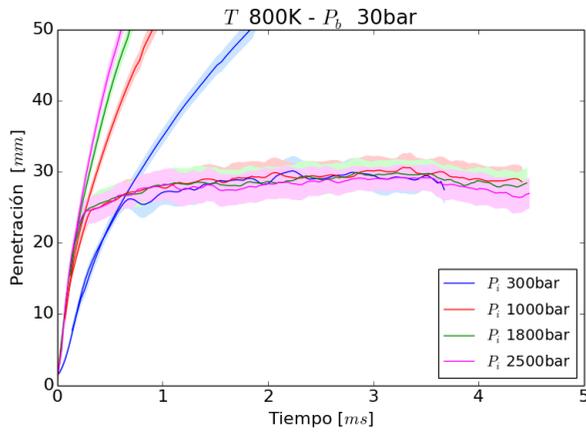


Figura A.37: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.22 ($T = 800K$, $P_b = 30bar$).

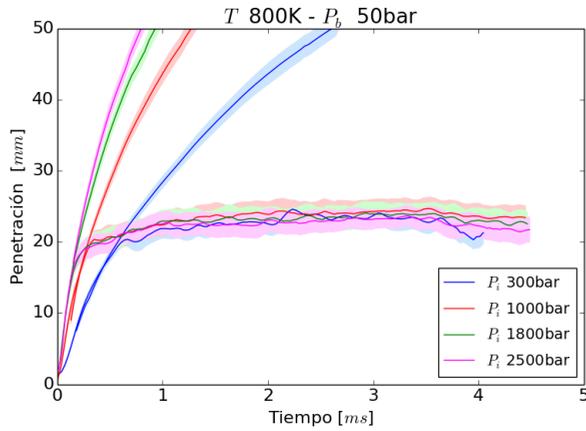


Figura A.38: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.22 ($T = 800K$, $P_b = 50bar$).

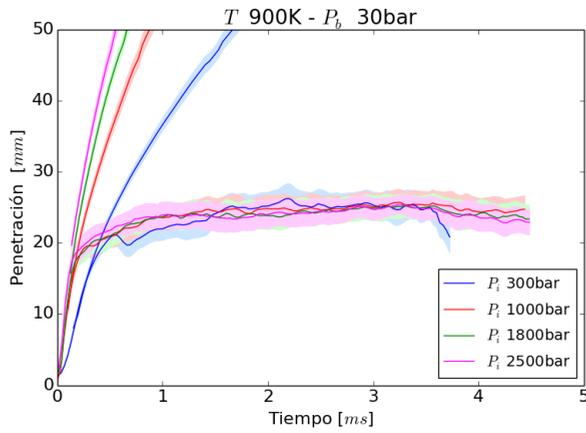


Figura A.39: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.2 ($T = 900K$, $P_b = 30bar$).

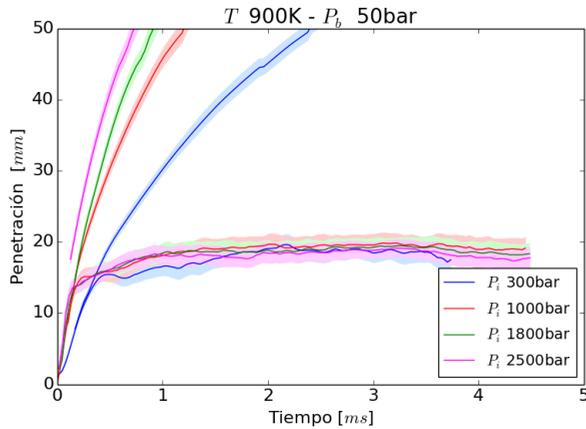


Figura A.40: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.2 ($T = 900K$, $P_b = 50bar$).

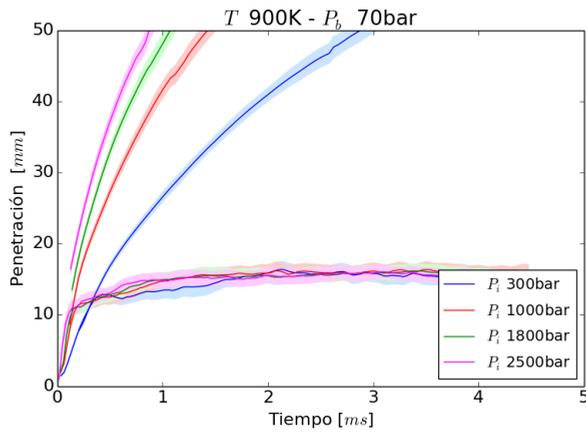


Figura A.41: Penetración del chorro del inyector Bosch CRI2.22 ($T = 900K$, $P_b = 70bar$).

A.3.3. Delphi DFI4

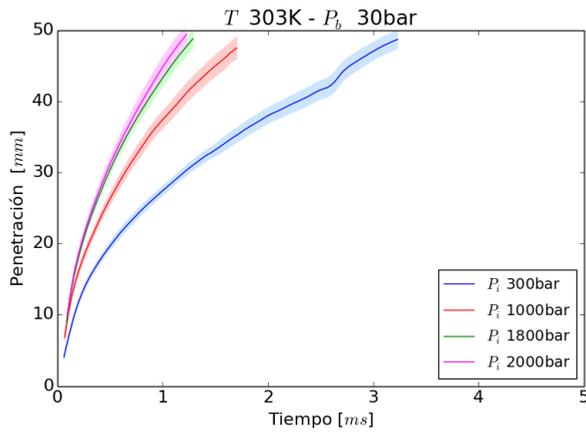


Figura A.42: Penetración del chorro del inyector Delphi DFI4 ($T = 303K$, $P_b = 30bar$).

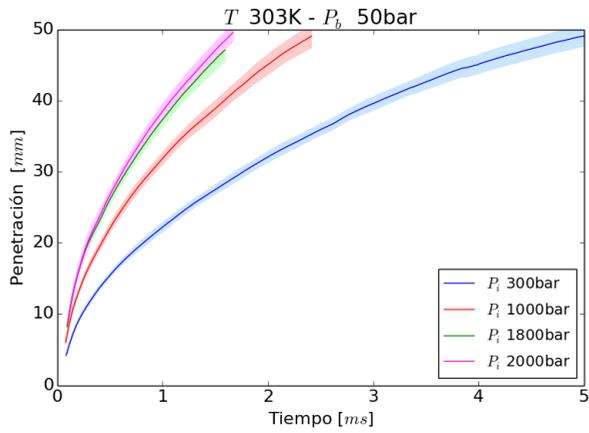


Figura A.43: Penetración del chorro del inyector Delphi DFI4 ($T = 303K$, $P_b = 50bar$).

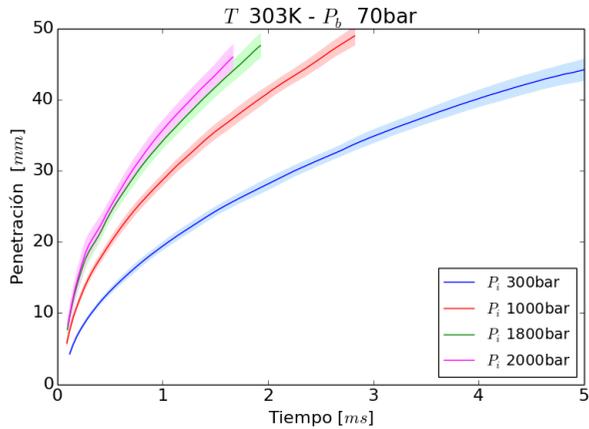


Figura A.44: Penetración del chorro del inyector Delphi DFI4 ($T = 303K$, $P_b = 70bar$).

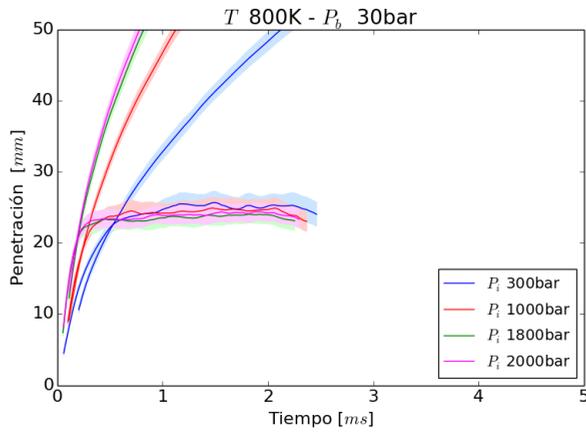


Figura A.45: Penetración del chorro del inyector Delphi DFI4 ($T = 800K$, $P_b = 30bar$).

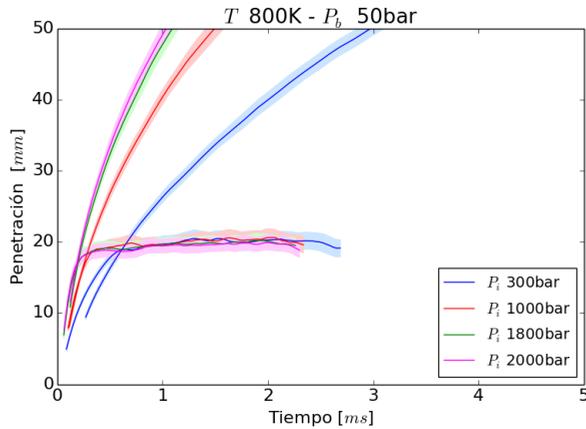


Figura A.46: Penetración del chorro del inyector Delphi DFI4 ($T = 800K$, $P_b = 50bar$).

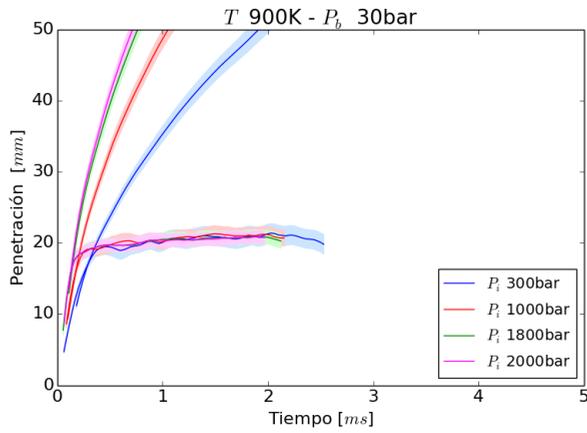


Figura A.47: Penetración del chorro del inyector Delphi DFI4 ($T = 900K$, $P_b = 30bar$).

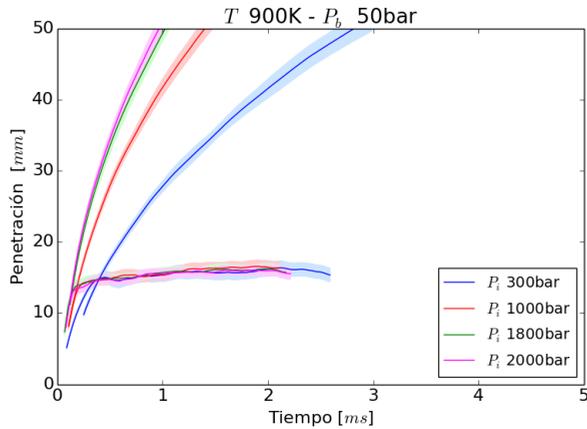


Figura A.48: Penetración del chorro del inyector Bosch Delphi DFI4 ($T = 900K$, $P_b = 50bar$).

A.4. Sensibilidad a parámetros numéricos

En este apéndice se muestran todos los parámetros numéricos estudiados en la Sección §5.4.3.

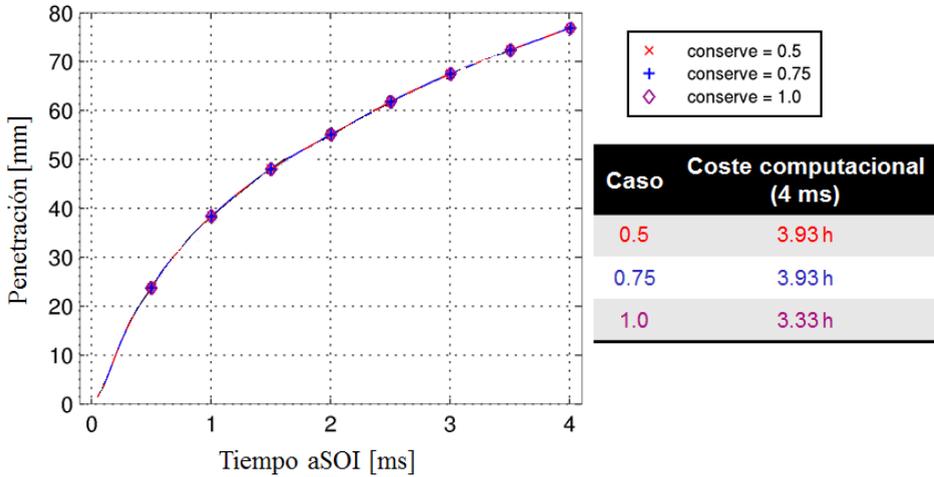


Figura A.49: Ejemplo de la influencia de la resolución de la ecuación de momento de forma conservativa ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

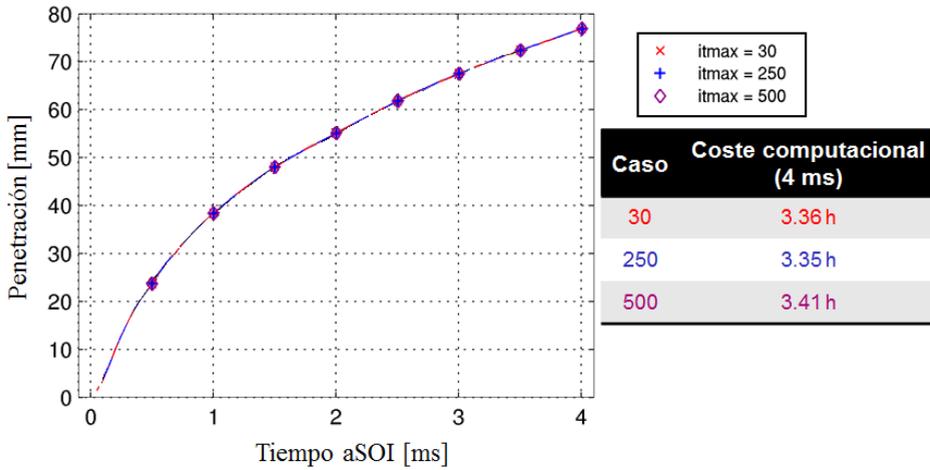


Figura A.50: Ejemplo de la influencia del número máximo de iteraciones en la resolución de la ecuación de continuidad ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

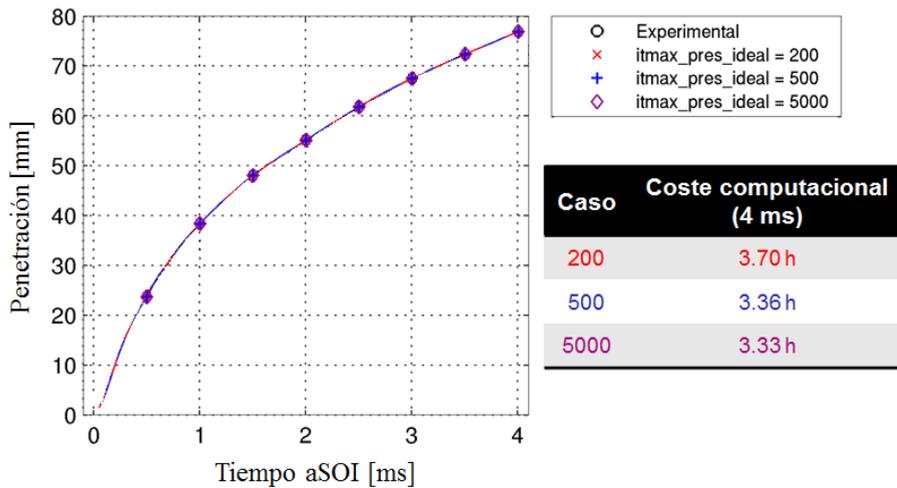


Figura A.51: Ejemplo de la influencia del número de iteraciones en la resolución de la ecuación de la presión ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

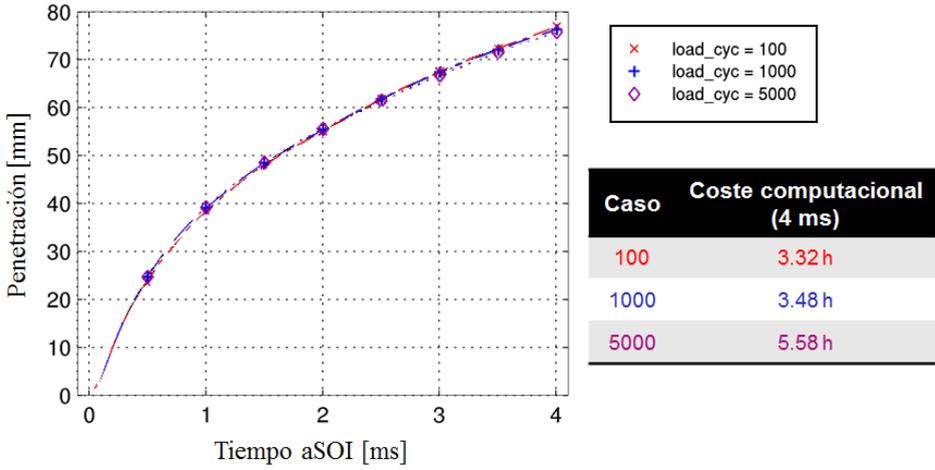


Figura A.52: Ejemplo de la influencia del número de ciclos entre los que se realiza *load balancing* ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

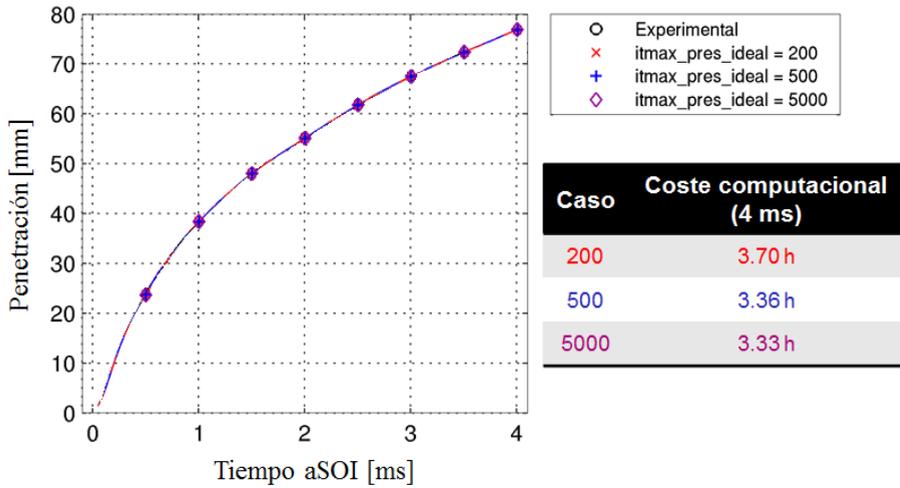


Figura A.53: Ejemplo de la influencia del número de iteraciones en la resolución de la ecuación de la presión ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

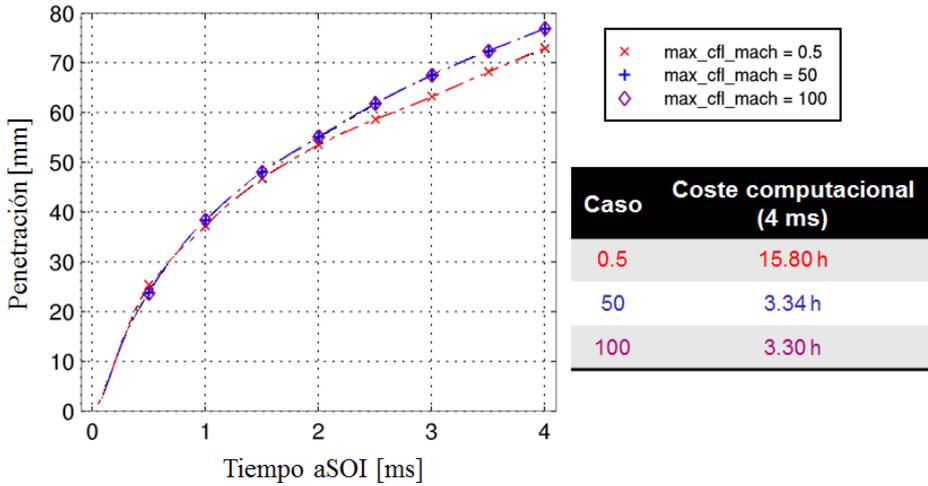


Figura A.54: Ejemplo de la influencia del número de Courant–Friedrichs–Lewy basado en la velocidad del sonido ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

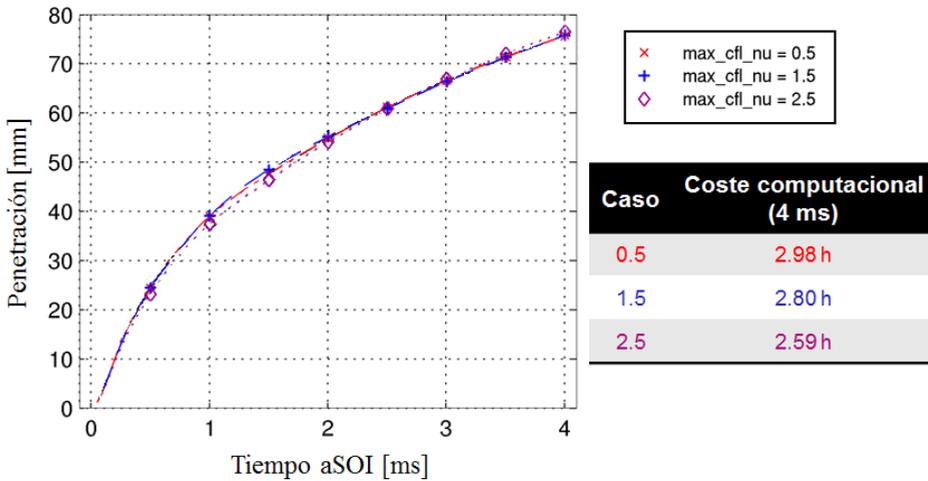


Figura A.55: Ejemplo de la influencia del número de Courant–Friedrichs–Lewy basado en la viscosidad ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

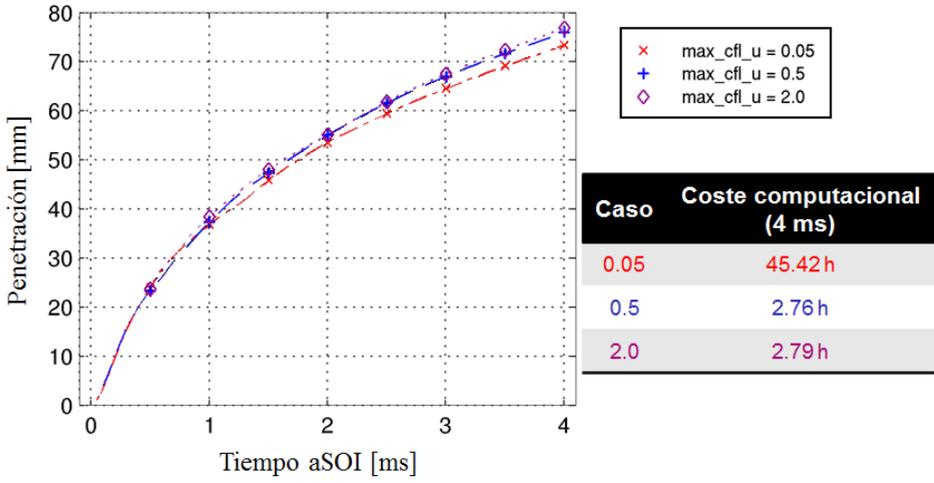


Figura A.56: Ejemplo de la influencia del número de Courant–Friedrichs–Lewy ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

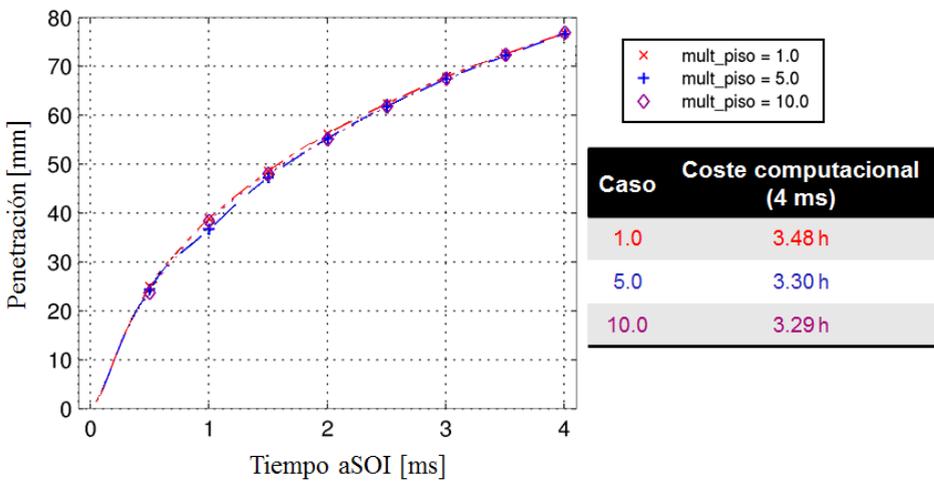


Figura A.57: Ejemplo de la influencia del criterio de convergencia para el algoritmo *PISO* ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

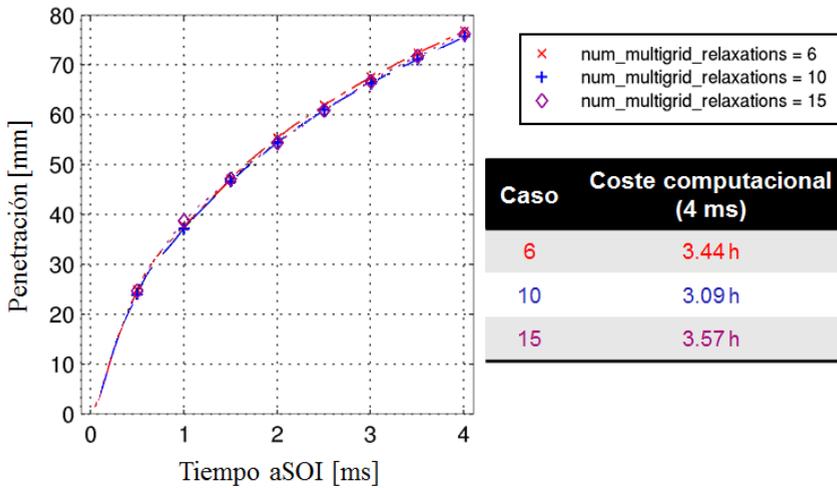


Figura A.58: Ejemplo de la influencia del máximo número de iteraciones en cada nivel del algoritmo *multigrid* para la ecuación de la presión ($P_i = 1800$ bar y $P_b = 70$ bar).

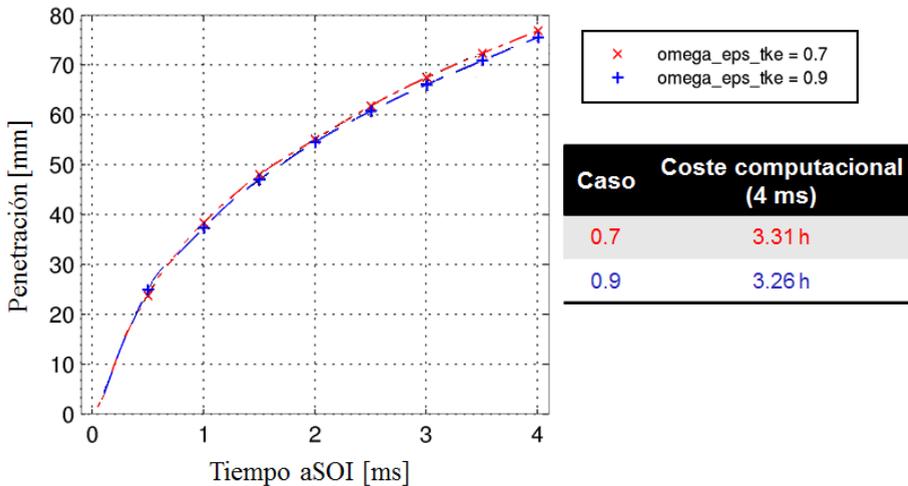


Figura A.59: Ejemplo de la influencia de los factores de *under relaxation* para las ecuaciones de la turbulencia ($P_i = 1800$ bar y $P_b = 70$ bar).

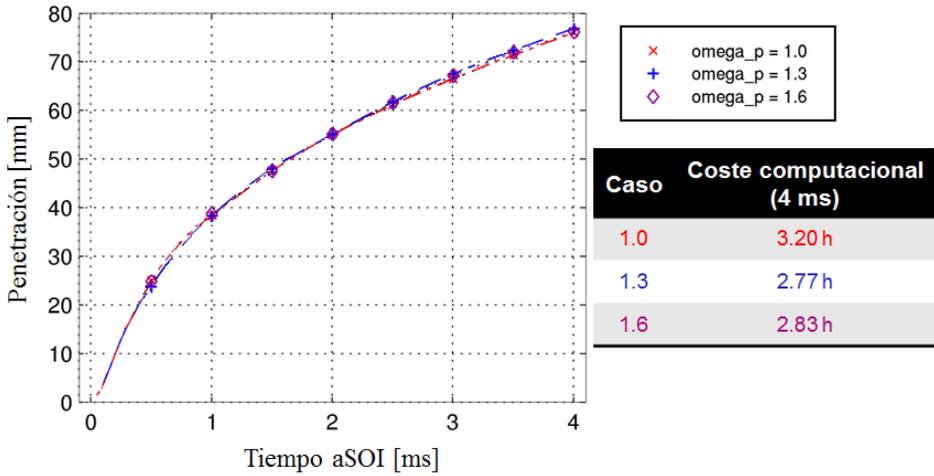


Figura A.60: Ejemplo de la influencia de los factores de *under relaxation* para la ecuación de la presión ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

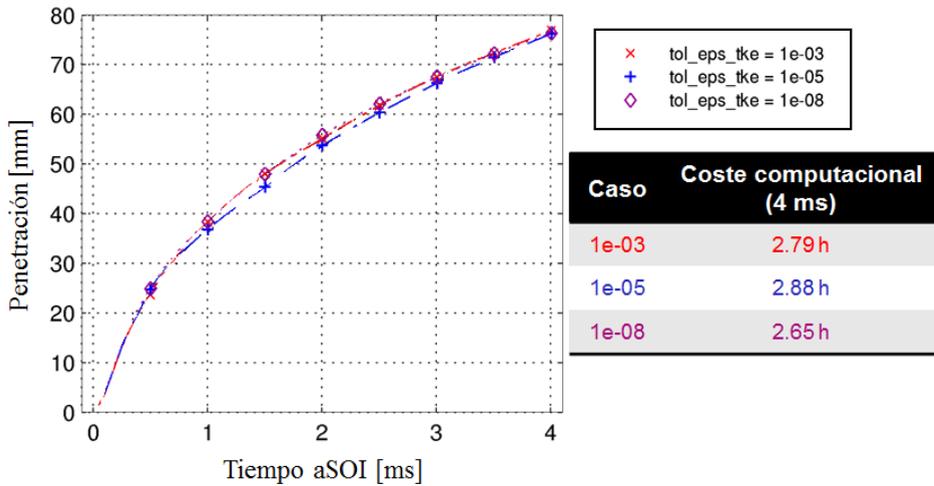


Figura A.61: Ejemplo de la influencia del criterio de convergencia para las ecuaciones de la turbulencia ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

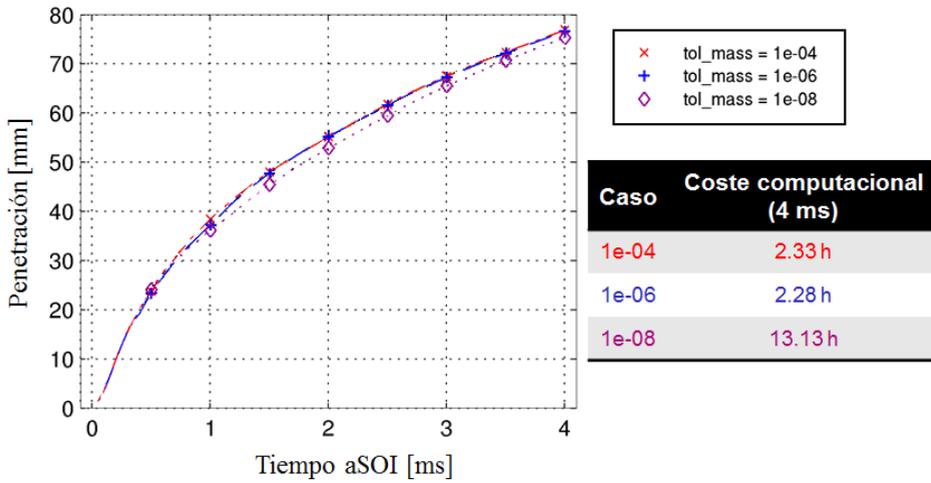


Figura A.62: Ejemplo de la influencia del criterio de convergencia para la ecuación de continuidad ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

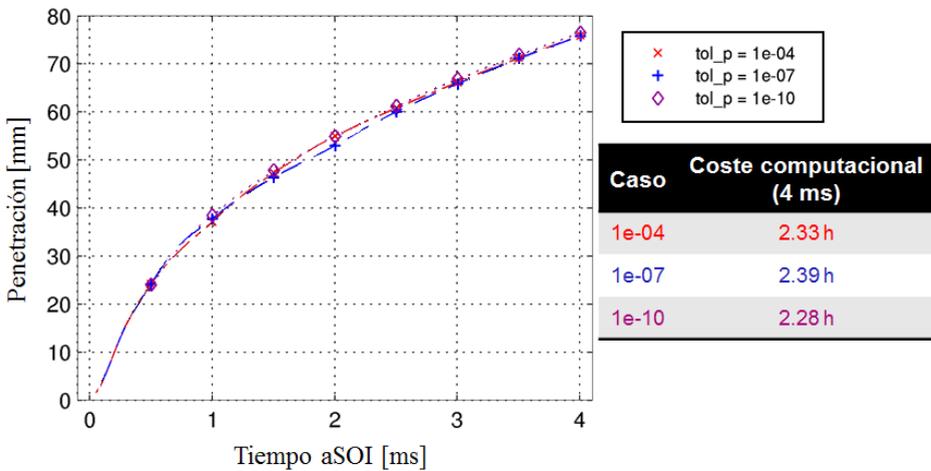


Figura A.63: Ejemplo de la influencia del criterio de convergencia para la ecuación de la presión ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

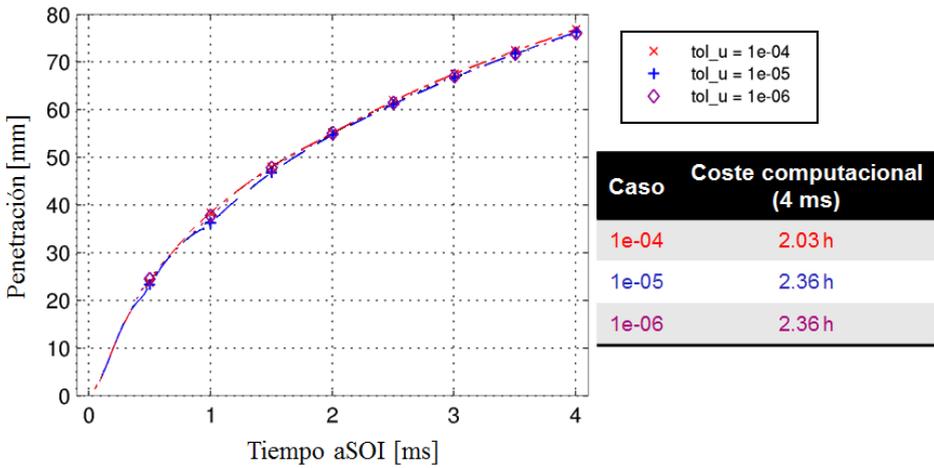


Figura A.64: Ejemplo de la influencia del criterio de convergencia para la ecuación de momento ($P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

A.5. Sensibilidad a parámetros físicos del chorro

En ese apéndice se muestra la totalidad de casos estudiados para el estudio inicial sobre los parámetros físicos del chorro. Debido a la imposibilidad de llevar a cabo un estudio estadístico con todos estos parámetros se han seleccionados aquellos más influyentes siguiendo varios criterios. En aquellos parámetros que apenas han mostrado una influencia en este estudio se ha seleccionado el valor por defecto. En aquellos casos donde se observa la influencia de distintos modelos en los que un modelo es una pequeña mejora respecto al siguiente y la influencia en la simulación es pequeña (e.g. modelos del coeficiente de arrastre) se ha elegido el modelo que describe con mayor generalidad la física del problema.

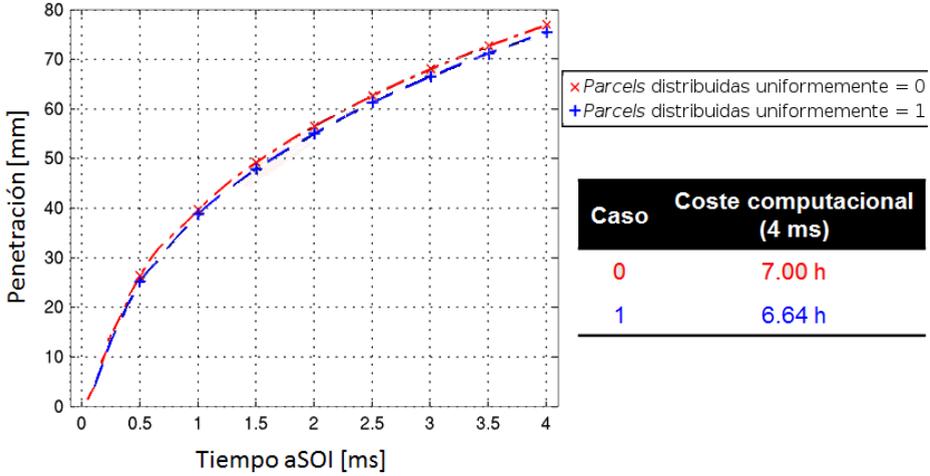


Figura A.65: Ejemplo de la influencia de una distribución uniforme de *parcels* a la salida del inyector, ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

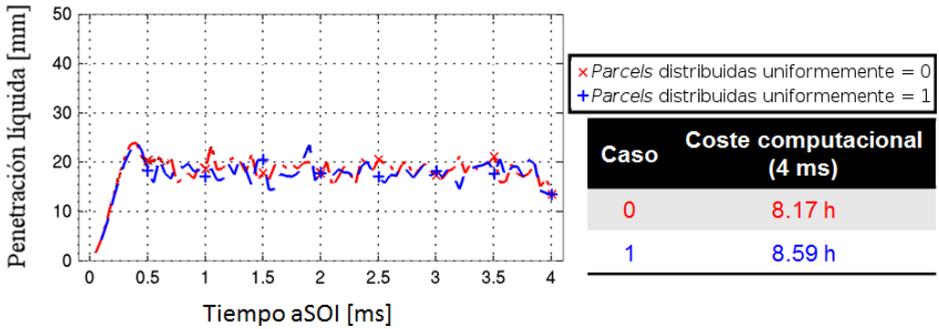


Figura A.66: Ejemplo de la influencia de una distribución uniforme de *parcels* a la salida del inyector, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

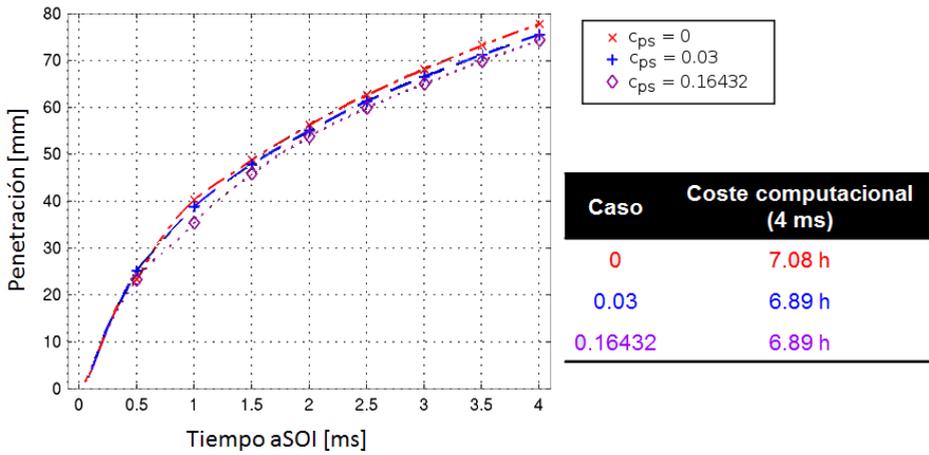


Figura A.67: Ejemplo de la influencia del parámetro, c_{ps} , del tiempo de correlación turbulento (ver Sección 4.4.5) ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

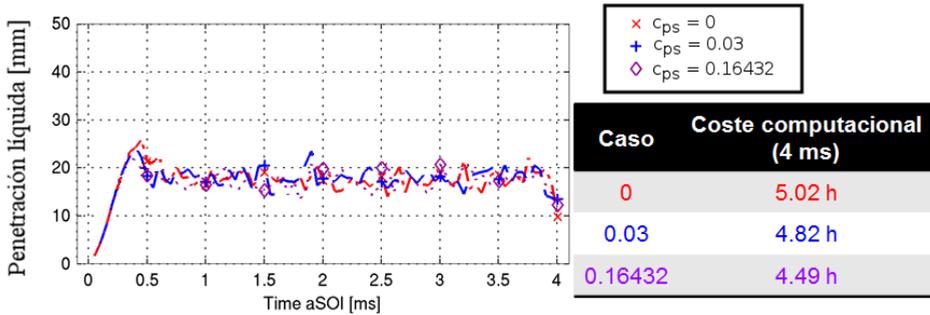


Figura A.68: Ejemplo de la influencia del parámetro, c_{ps} , del tiempo de correlación turbulento (ver Sección 4.4.5) ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

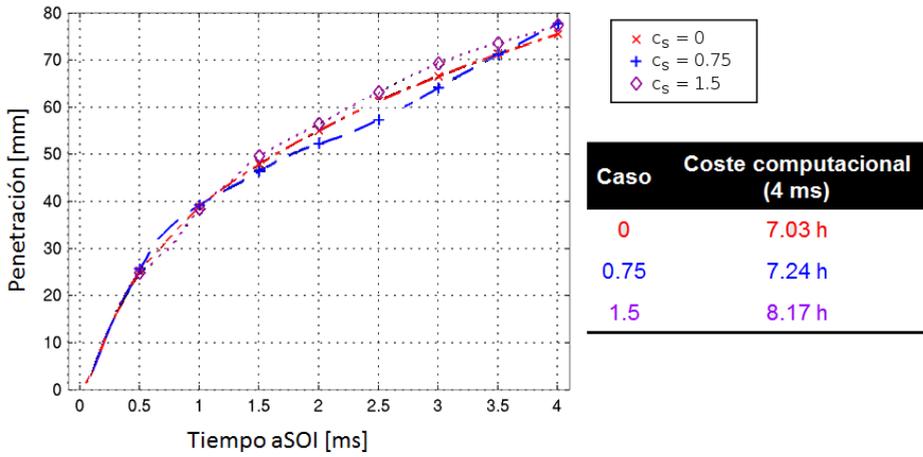


Figura A.69: Ejemplo de la influencia del parámetro del término fuente de dispersión turbulenta, c_s , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

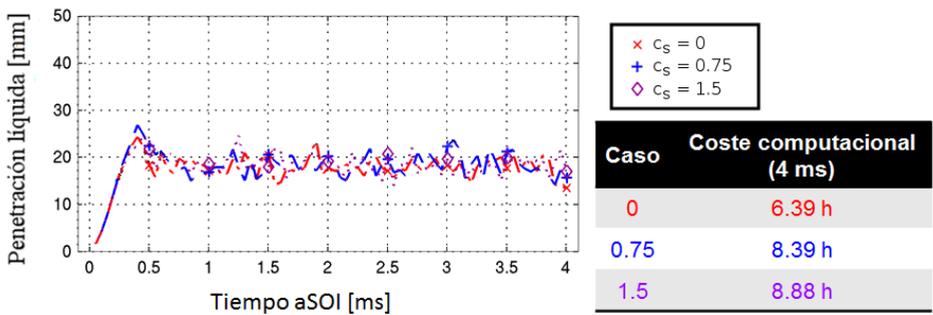


Figura A.70: Ejemplo de la influencia del parámetro del término fuente de dispersión turbulenta, c_s , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

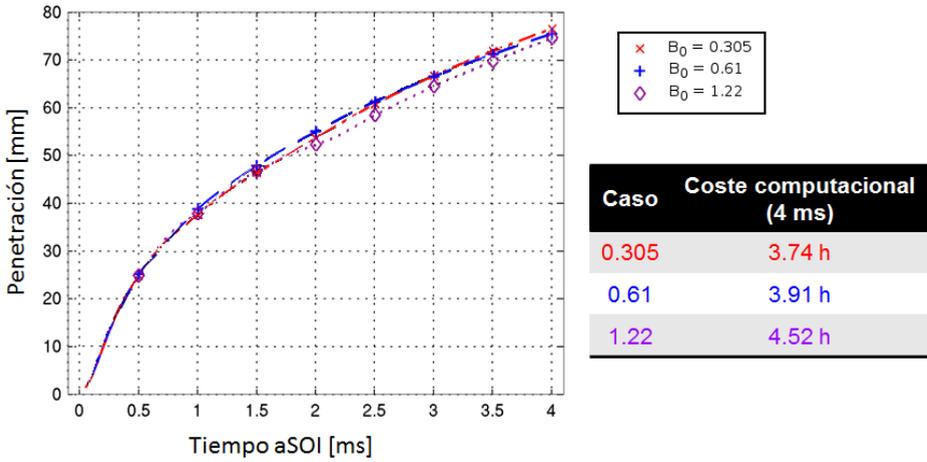


Figura A.71: Ejemplo de la influencia de la constante de tamaño del modelo de Kelvin-Helmholtz, B_0 , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

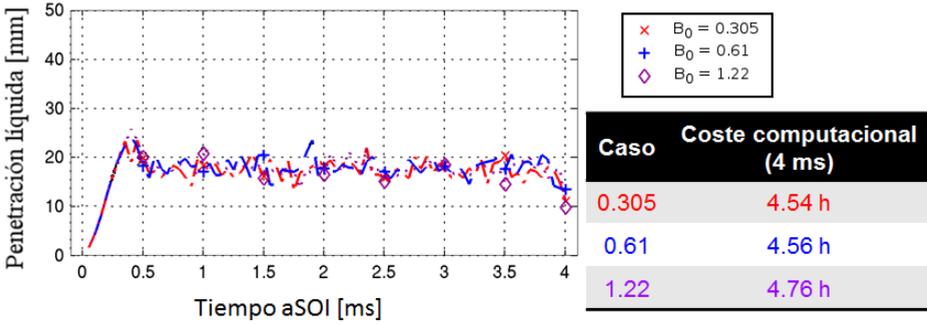


Figura A.72: Ejemplo de la influencia de la constante de tamaño del modelo de Kelvin-Helmholtz, B_0 , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

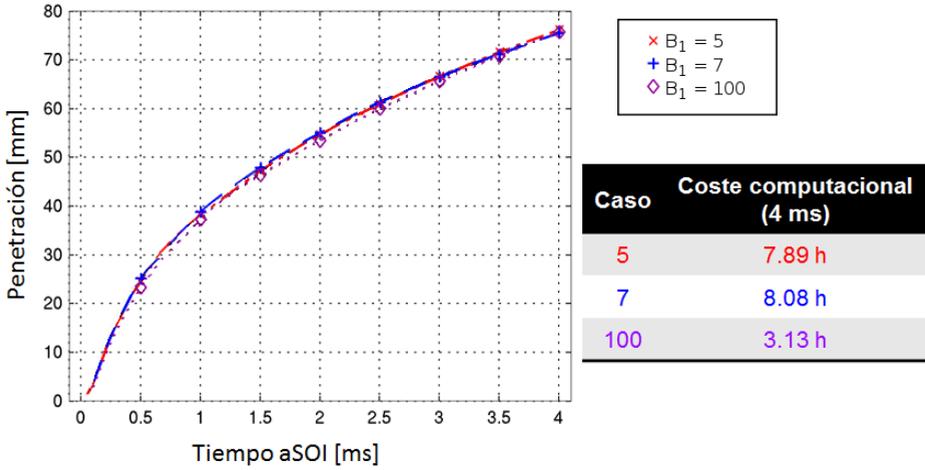


Figura A.73: Ejemplo de la influencia de la constante de tiempo del modelo de Kelvin-Helmholtz, B_1 , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

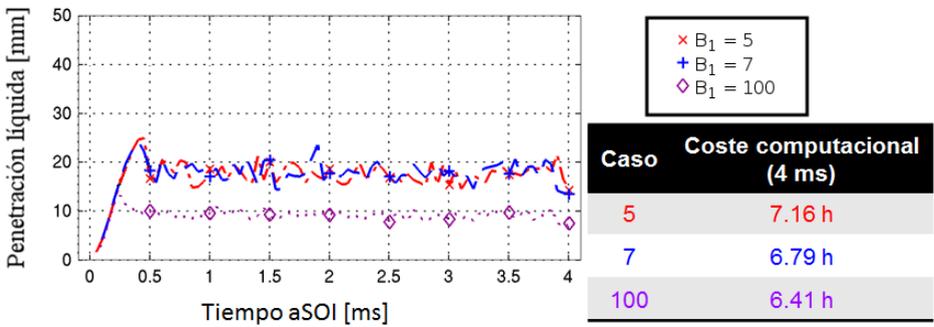


Figura A.74: Ejemplo de la influencia de la constante de tiempo del modelo de Kelvin-Helmholtz, B_1 , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

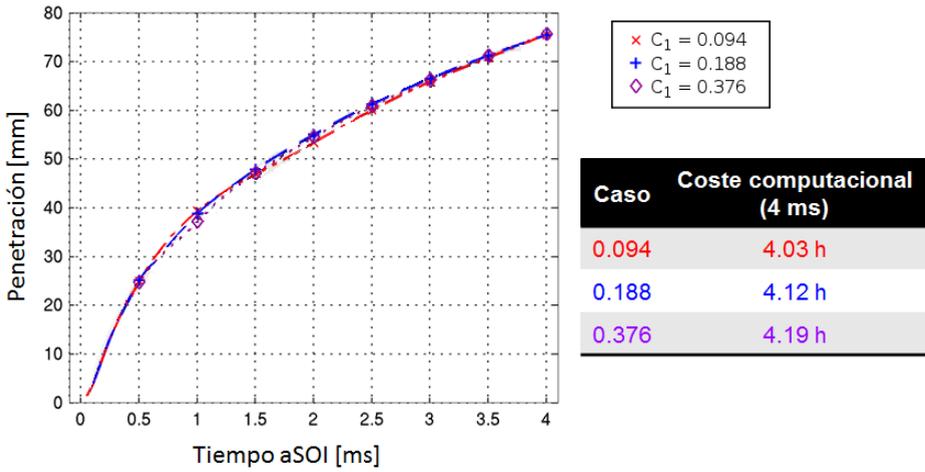


Figura A.75: Ejemplo de la influencia de la constante de velocidad del modelo de Kelvin-Helmholtz, C_1 , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

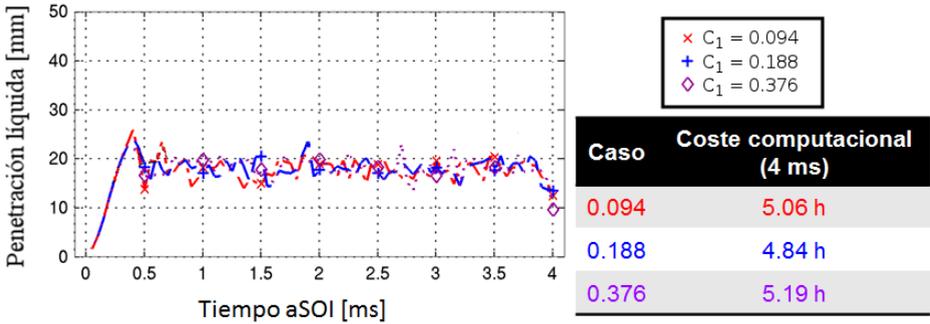


Figura A.76: Ejemplo de la influencia de la constante de velocidad del modelo de Kelvin-Helmholtz, C_1 , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

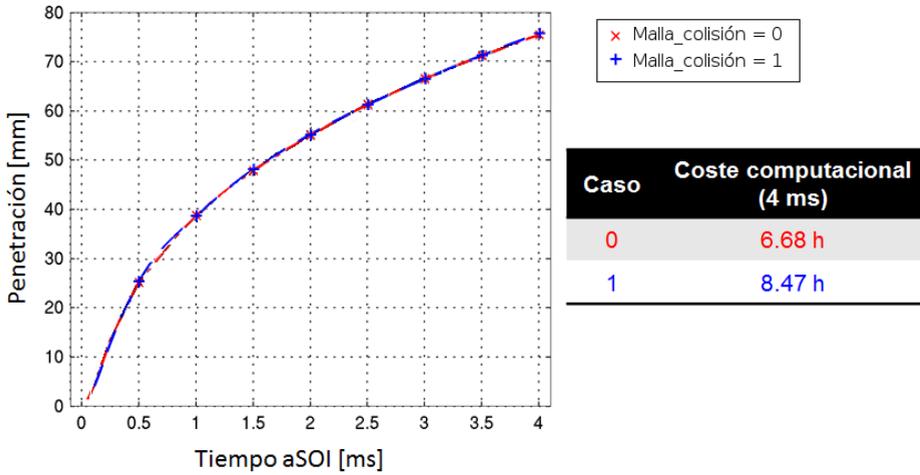


Figura A.77: Ejemplo de la influencia del uso de una malla especial para la colisión de *parcels*, ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

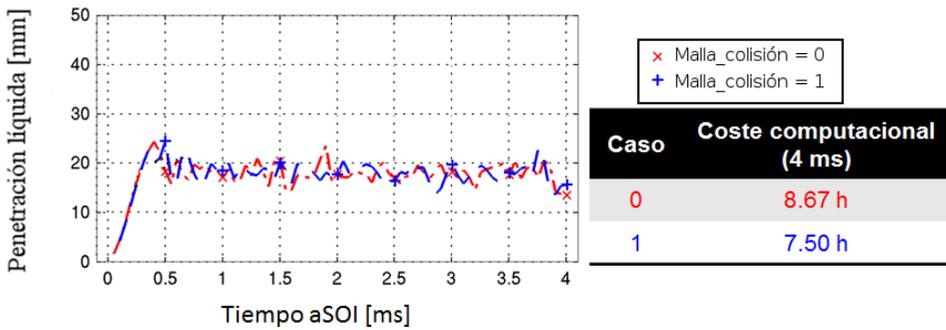


Figura A.78: Ejemplo de la influencia del uso de una malla especial para la colisión de *parcels*, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

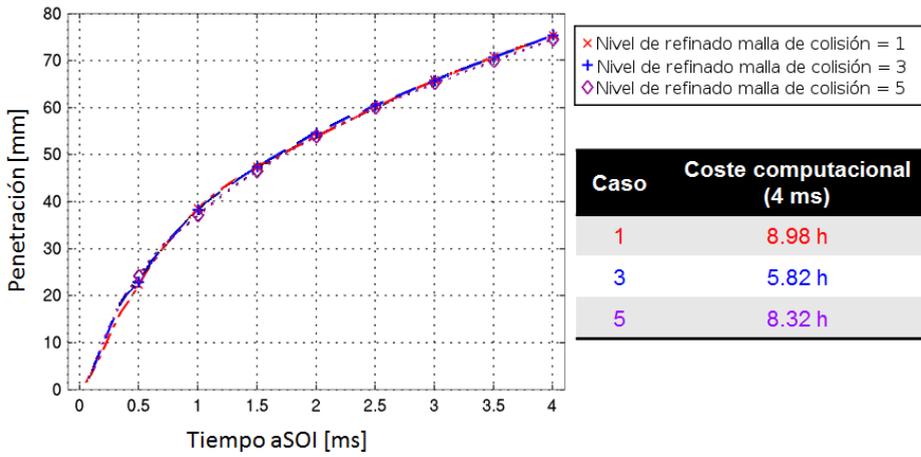


Figura A.79: Ejemplo de la influencia del refinado en el uso de una malla especial para la colisión de *parcels*, ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

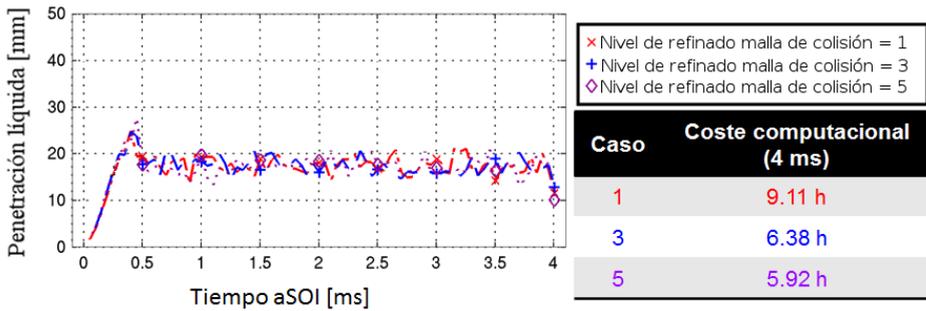


Figura A.80: Ejemplo de la influencia del refinado en el uso de una malla especial para la colisión de *parcels*, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

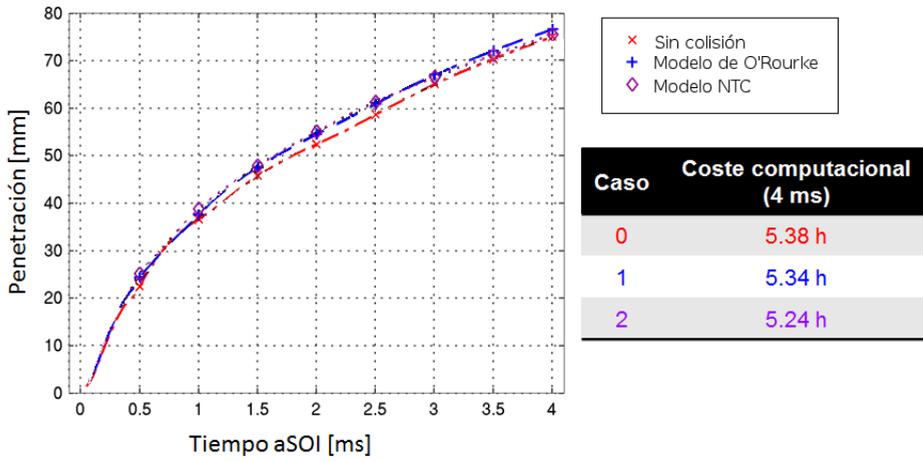


Figura A.81: Ejemplo de la influencia de los distintos tipos de colisión entre *parcels*, ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

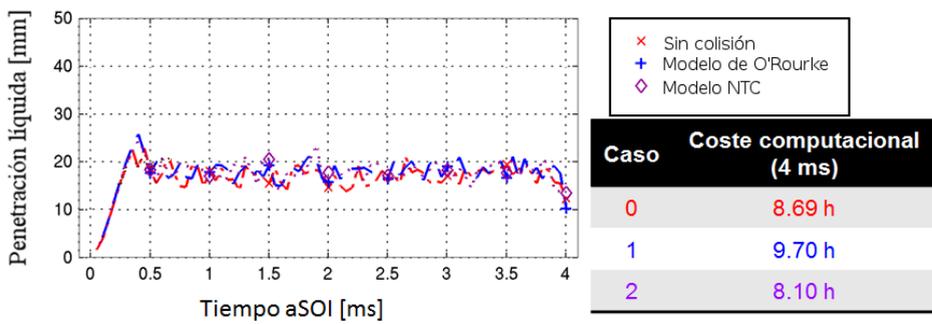


Figura A.82: Ejemplo de la influencia de los distintos tipos de colisión entre *parcels*, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

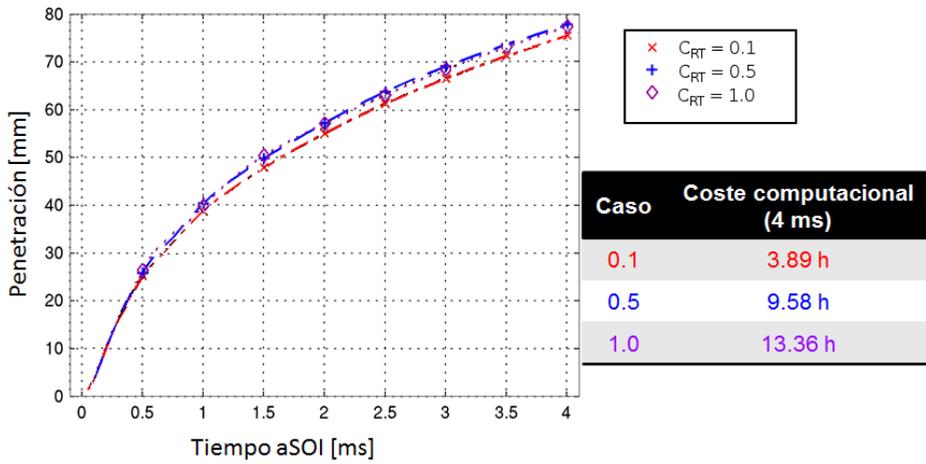


Figura A.83: Ejemplo de la influencia de la constante de tamaño del modelo de Rayleigh-Taylor, C_{RT} , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

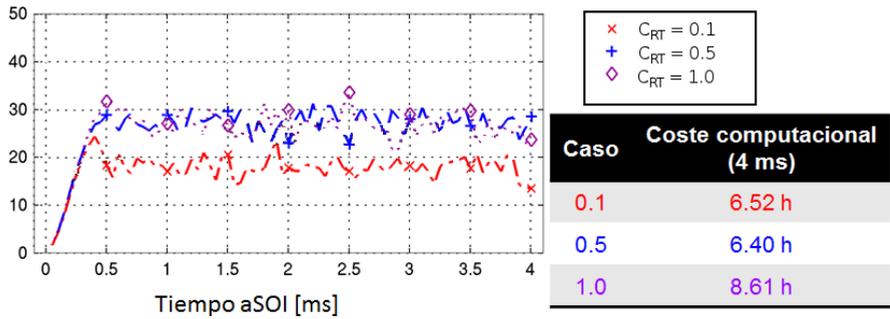


Figura A.84: Ejemplo de la influencia de la constante de tamaño del modelo de Rayleigh-Taylor, C_{RT} , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

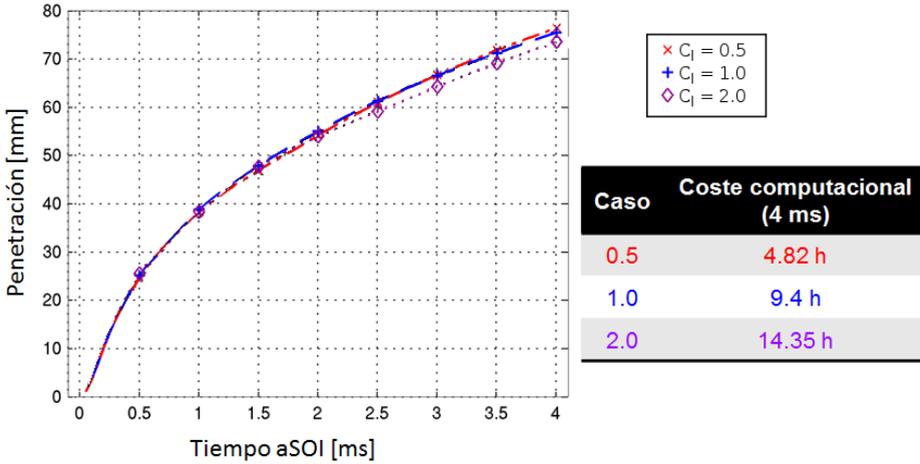


Figura A.85: Ejemplo de la influencia de la constante de tiempo del modelo de Rayleigh-Taylor, C_T , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

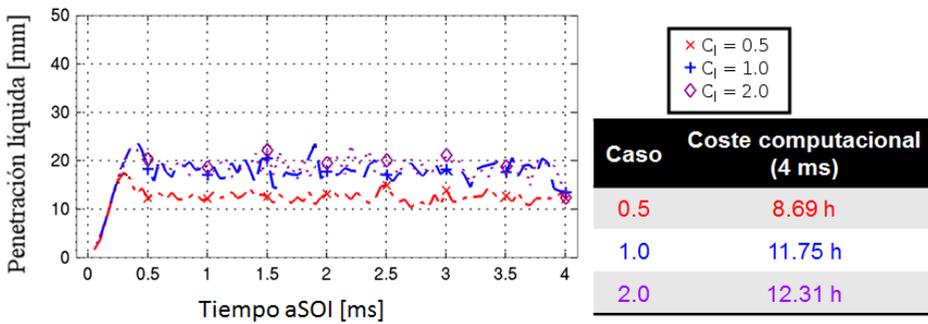


Figura A.86: Ejemplo de la influencia de la constante de tiempo del modelo de Rayleigh-Taylor, C_T , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

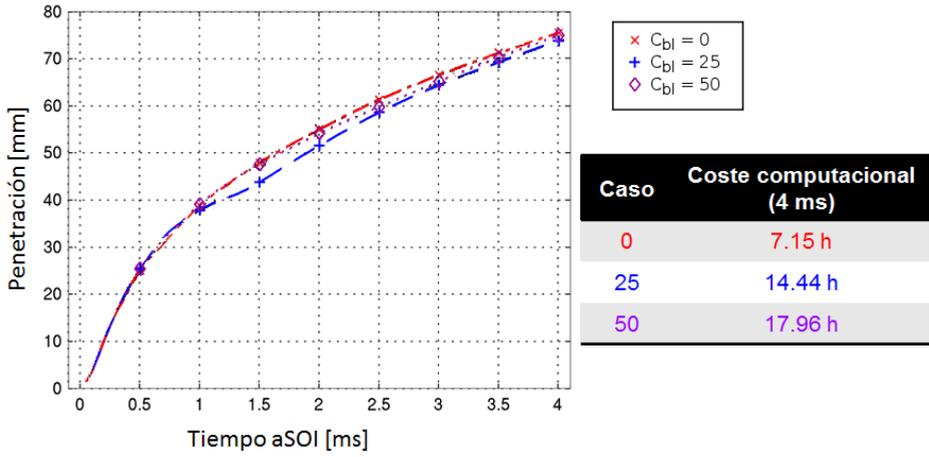


Figura A.87: Ejemplo de la influencia de la constante de longitud del acoplamiento de los modelos de atomización de Kelvin-Helmholtz y el de Rayleigh-Taylor, C_{bl} , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

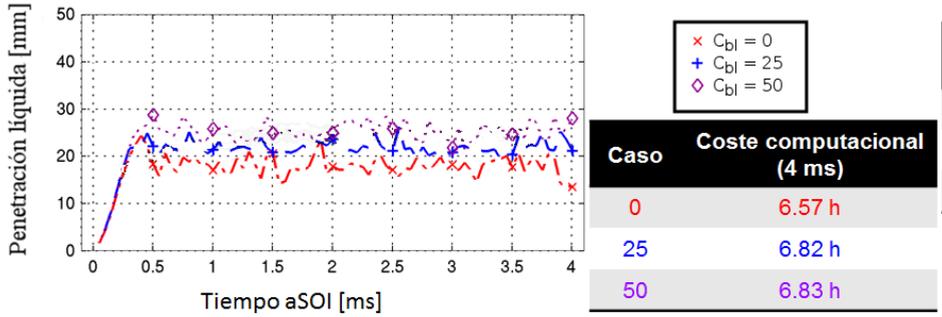


Figura A.88: Ejemplo de la influencia de la constante de longitud del acoplamiento de los modelos de atomización de Kelvin-Helmholtz y el de Rayleigh-Taylor, C_{bl} , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

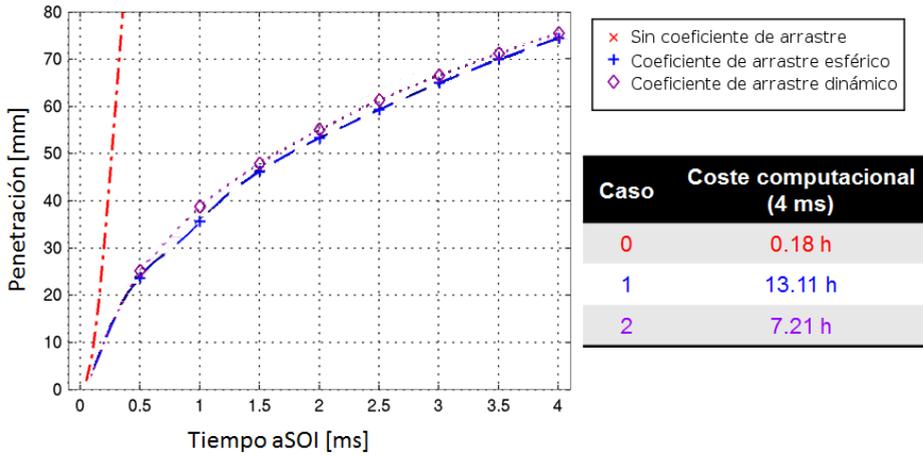


Figura A.89: Ejemplo de la influencia del coeficiente de arrastre, C_D , ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

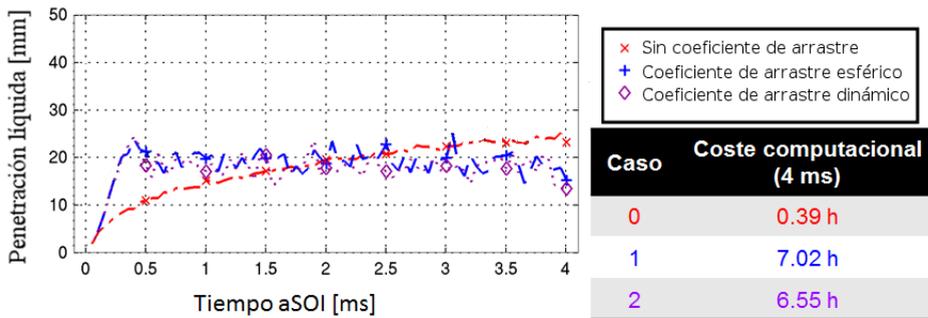


Figura A.90: Ejemplo de la influencia del coeficiente de arrastre, C_D , ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

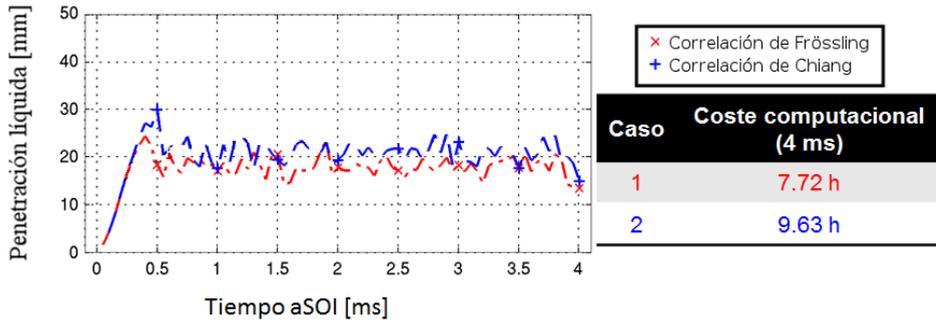


Figura A.91: Ejemplo de la influencia del modelo de evaporación, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

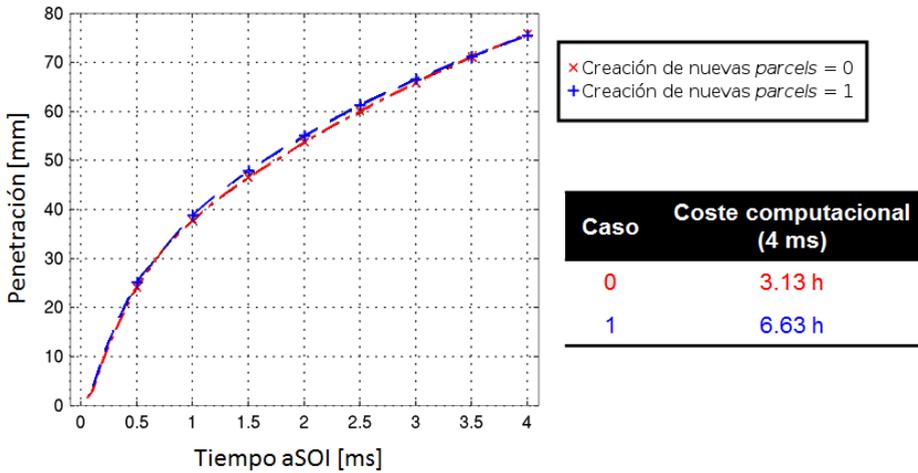


Figura A.92: Ejemplo de la influencia de la creación de nuevas *parcels* durante la atomización, ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

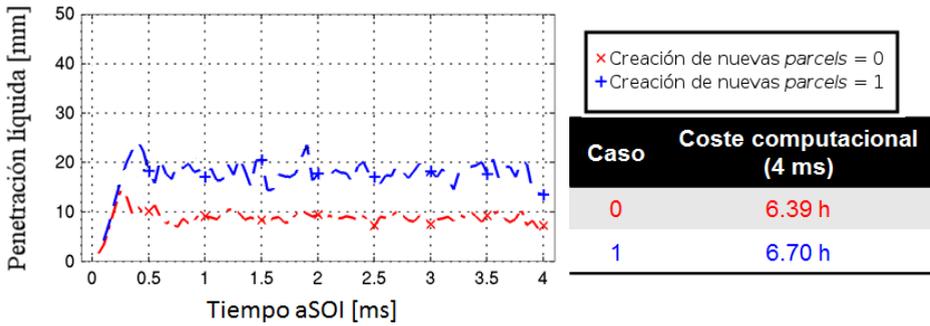


Figura A.93: Ejemplo de la influencia de la creación de nuevas *parcels* durante la atomización, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

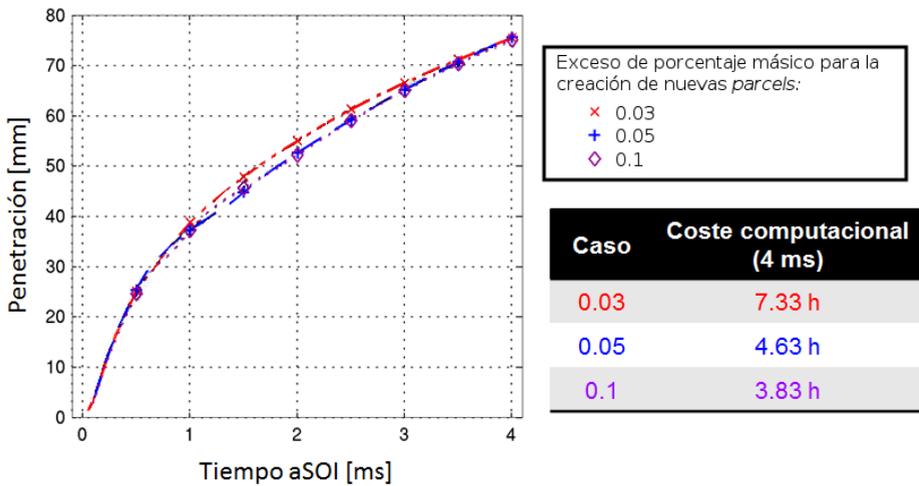


Figura A.94: Ejemplo de la influencia del exceso del porcentaje másico medio para la creación de nuevas *parcels* durante la atomización, ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

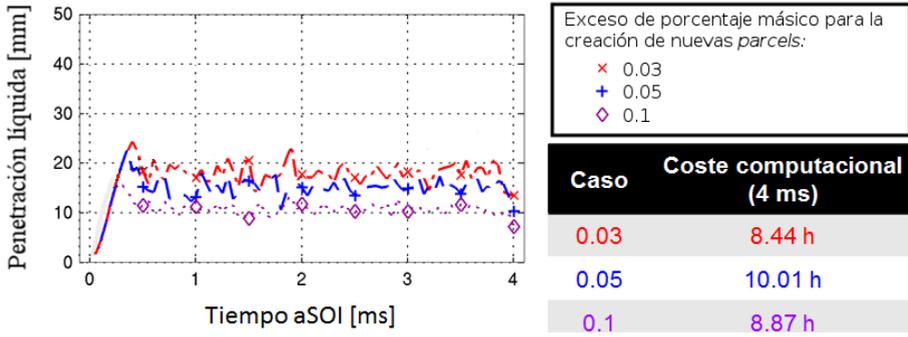


Figura A.95: Ejemplo de la influencia del exceso del porcentaje másico medio para la creación de nuevas *parcels* durante la atomización, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

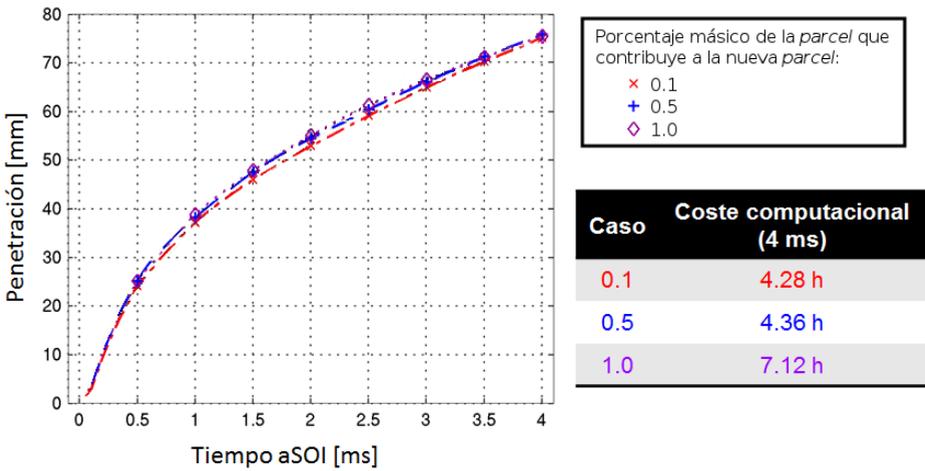


Figura A.96: Ejemplo de la influencia del porcentaje másico de la *parcel* madre a la nueva *parcel*, ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

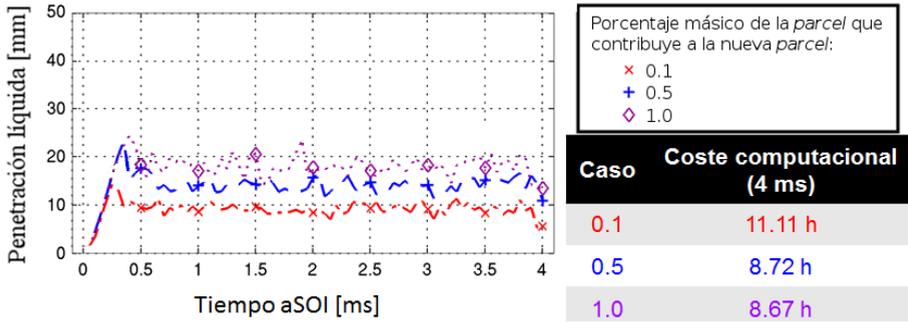


Figura A.97: Ejemplo de la influencia del porcentaje máximo de la *parcel* madre a la nueva *parcel*, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

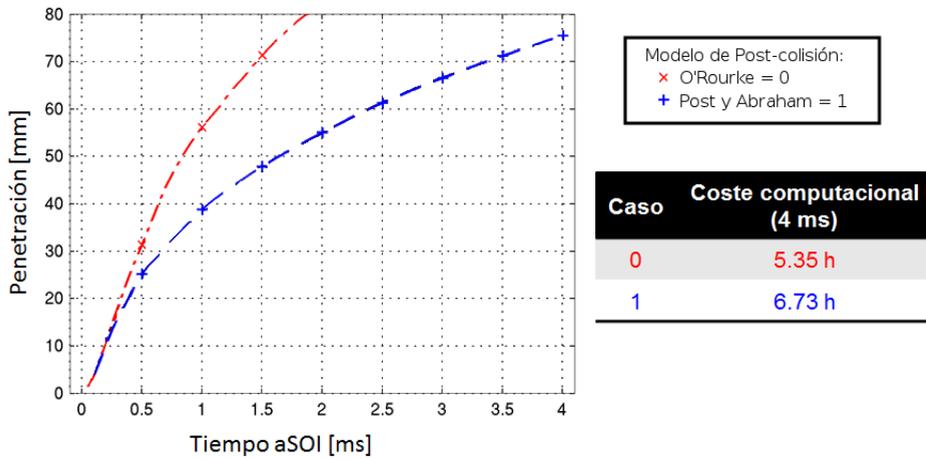


Figura A.98: Ejemplo de la influencia de los modelos de post-colisión, ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

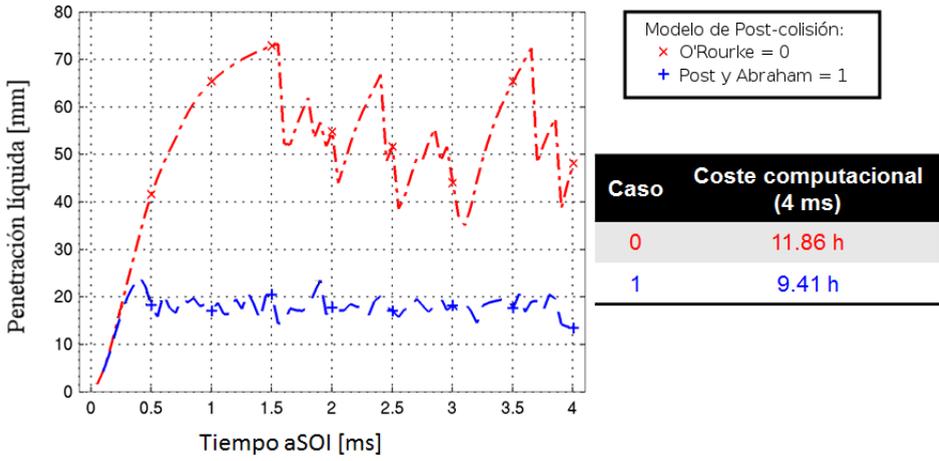


Figura A.99: Ejemplo de la influencia de los modelos de post-colisión, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

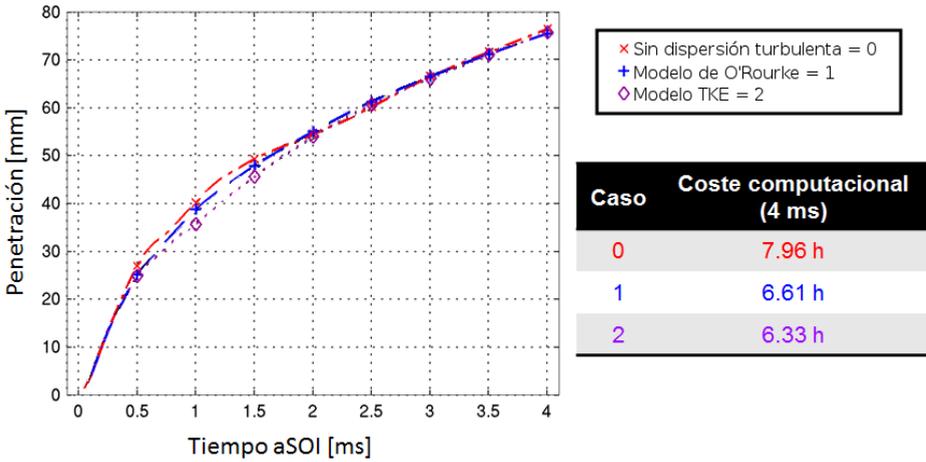


Figura A.100: Ejemplo de la influencia de los modelos de dispersión turbulenta, ($T = 303K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

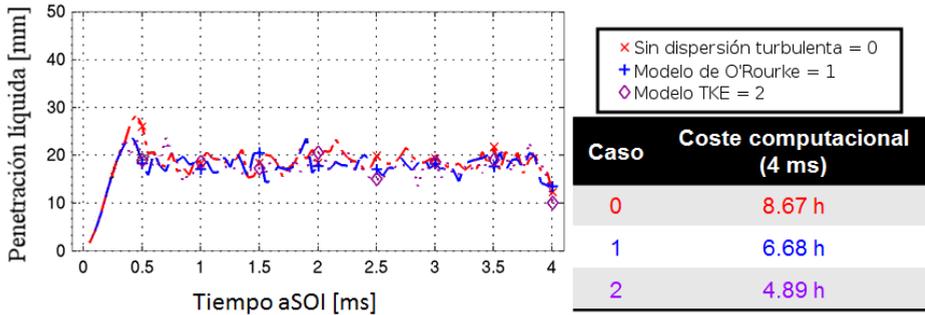


Figura A.101: Ejemplo de la influencia de los modelos de dispersión turbulenta, ($T = 950K$, $P_i = 1800 \text{ bar}$ y $P_b = 70 \text{ bar}$).

A.6. Diseño de experimentos y estudio de análisis de la varianza (ANOVA)

A.7. ANOVA

El análisis de la varianza, también conocido como ANOVA por su expresión en inglés (*Analysis of Variance*), es un conjunto de técnicas que permiten comparar la media de tres o más poblaciones [1]. El análisis de la varianza, desarrollado inicialmente por Fisher [2], se basa en separar la variabilidad total existentes en las muestras de las variables, en diversas componentes y analizar mediante un contraste de hipótesis, si la aportación relativa de cada una de estas componentes a la variación total es significativa o no.

Pasando a describir el análisis de la varianza, supondremos que hay varios factores en estudio, tal como sera el caso en la optimización del chorro diésel. Siendo f el número de factores, cada factor tendrá varios niveles, representando por N_i los niveles del factor i . Además, cada factor para cada nivel tendrá un número de muestras, representando por n_{ij} el número de muestras del factor i en el nivel j . Denotando por x_{ijk} la variable medida del factor i , al nivel j en la muestra k .

Se definen a continuación una serie de parámetros que serán útiles para la explicación:

- Número de muestras totales del factor i

$$n_i = \sum_{j=1}^{N_i} n_{ij} \tag{A.1}$$

- Total factor i , nivel j

$$T_{ij} = \sum_{k=1}^{n_{ij}} x_{ijk} \quad (\text{A.2})$$

- Total factor i

$$T_i = \sum_{j=1}^{N_i} T_{ij} \quad (\text{A.3})$$

- Media del factor i al nivel j

$$\bar{x}_{ij} = \frac{T_{ij}}{n_{ij}} \quad (\text{A.4})$$

- Parecido al anterior, pero haciendo referencia a la población y no a la muestra, se define la media poblacional del factor i al nivel j

$$\mu_{ij} \quad (\text{A.5})$$

- Media del factor i

$$\bar{x}_i = \frac{T_i}{N_i} \quad (\text{A.6})$$

- Parecido al anterior, pero haciendo referencia a la población y no a la muestra, se define la media poblacional del factor i

$$\mu_i = \frac{\sum_{j=1}^{N_i} n_{ij} \mu_{ij}}{N_i} \quad (\text{A.7})$$

- Contribución del factor i al nivel j

$$\alpha_{ij} = \mu_{ij} - \bar{x}_i \quad (\text{A.8})$$

- Error del factor i al nivel j en la muestra k

$$\epsilon_{ijk} = x_{ijk} - \mu_{ij} \quad (\text{A.9})$$

Con estas definiciones, se puede escribir x_{ijk} de la contribución α_{ij} y del error ϵ_{ijk} de la siguiente forma:

$$x_{ijk} = \mu_i + \alpha_{ij} + \epsilon_{ijk} \quad (\text{A.10})$$

A su vez, mediante un sencillo cálculo algebraico, se comprueba:

$$\sum_{j=1}^{N_i} \sum_{k=1}^{n_{ij}} (x_{ijk} - \bar{x}_i)^2 = \sum_{j=1}^{N_i} \sum_{k=1}^{n_{ij}} (\bar{x}_{ij} - \bar{x})^2 + \sum_{j=1}^{N_i} \sum_{k=1}^{n_{ij}} (x_{ijk} - \bar{x}_{ij})^2 \quad (\text{A.11})$$

La expresión de la izquierda se denomina suma total de cuadrados del factor i y se representa por SST_i . Se calcula mediante la expresión:

$$SST_i = \sum_{j=1}^{N_i} \sum_{k=1}^{n_{ij}} x_{ijk}^2 - \frac{T_i^2}{n_i} \quad (\text{A.12})$$

De la definición de SST_i se deduce que a mayor dispersión mayor valor de SST_i , si todas las muestras del factor i son iguales a la media del factor i entonces sería cero. Sin embargo, el SST_i no tiene en cuenta de donde procede la dispersión, si del nivel o de la muestra tomada. En la expresión de la derecha en la Ecuación A.11, el primer término sí que tiene en cuenta la variación de los niveles. Por ello se define como suma de cuadrados debida a los niveles, representándolo como SST_{ij} , aunque la j en este caso sólo haga referencia a los niveles y no sea un índice numérico. Se puede expresar de la siguiente manera:

$$SST_{ij} = \sum_{j=1}^{N_i} \frac{T_{ij}^2}{n_{ij}} - \frac{T_i^2}{n_i} \quad (\text{A.13})$$

Por último, se define la suma residual de cuadrados del factor i , como la diferencia de SST_i y SST_{ij} :

$$SSE_i = SST_i - SST_{ij} \quad (\text{A.14})$$

Para el contraste de hipótesis, se considera como hipótesis nula, H_0 , que los niveles no tienen efecto es decir:

$$\mu_{i1} = \mu_{i2} = \mu_{iN_j} \quad (\text{A.15})$$

Bajo estas condiciones, se puede demostrar [1] las siguientes propiedades de las distribuciones de probabilidad:

- $SSE_i/\sigma^2 \rightsquigarrow \chi_{n_i - N_i}^2$

- Si H_0 es cierta, entonces $SST_{ij}/\sigma^2 \rightsquigarrow \chi^2_{N_i-1}$
- SSE_i y SST_i son independiente

Teniendo en cuenta que la variable aleatoria definida como la división de dos distribuciones χ^2 es una distribución F de Snedecor o (Fisher-Snedecor), se puede concluir que si H_0 es cierta, el siguiente estadístico:

$$F = \frac{SST_{ij}/(N_i - 1)}{SSE_i/(n_i - N_i)} \quad (\text{A.16})$$

Seguirá una distribución F de Snedecor de $(N_i - 1, n_i - N_i)$ grados de libertad. Teniendo esto en cuenta se puede concretar el contraste de hipótesis de la siguiente manera:

- Se acepta H_0 si $F < F_{(N_i-1, n_i-N_i); \alpha}$
- Se rechaza H_0 si $F \geq F_{(N_i-1, n_i-N_i); \alpha}$

Siendo α el nivel de significancia. Es necesario especificar un p-valor, siendo los valores típicos suelen ser [1]; 0,10, 0,05, 0,01. Se suele considerar en las publicaciones científicas [3] el valor de 0,01 como muy significativo y el de 0,05 como estadísticamente significativo. Sin embargo, suele haber bastante confusión en su significado [3, 4], llegando a pensar que un p-valor de 0,01 significa que hay una probabilidad del 1% de que el resultado esté mal. No obstante, el p-valor no puede dar por sí solo esa clase de información, sólo puede resumir los datos considerando la hipótesis nula (entre las cuales hay algunas hipótesis que no se han mencionado directamente, pero van implícitas en el ANOVA, como la distribución normal, la homocedasticidad entre los diferentes niveles, ...).

Como se ha mencionado, es imposible por sí sólo para el p-valor dar información sobre la probabilidad de que el efecto sea real o no. Usando el Teorema de Bayes, Goodman [5] muestra en un cálculo informal ampliamente usado en el área de bioestadística que un p-valor de 0,01 puede tener una probabilidad (con una cuota a priori de uno) de al menos de un 11% de falsa alarma.

Durante el estudio estadístico que se utiliza en la optimización del modelo del chorro diésel, el p-valor elegido para los cálculos ha sido de 0,01.

A.8. Diseño de experimentos

Como se ha mencionado anteriormente, en el ANOVA es necesario considerar muestras de los distintos factores que intervienen y de sus niveles. Como los diversos factores son independientes, si se toma una muestra con cada combinación posible de factores y niveles, lo cuál se conoce como diseño factorial completo, el número de muestras sería:

$$\prod_{i=1}^f N_i \quad (\text{A.17})$$

Al ser un producto el número de muestras a tomar crece rápidamente con el número de niveles y factores. Si suponemos que sólo hay dos niveles y veinte factores, el número de muestras a tomar sería $2^{20} = 1048576$, lo cual resultaría impracticable. Incluso si el número de factores se reduce a diez estaríamos hablando de $2^{10} = 1024$ muestras. Por ello, existen técnicas para reducir el diseño factorial completo a un número de muestras más manejables, aún perdiendo información, al perder por ejemplo, la propiedad de ortogonalidad entre las variables (i.e. hay niveles de algunos factores que aparecen en el diseño más que el resto).

Los diseños óptimos [6] son llamados así porque son óptimos respecto a algún criterio estadístico y sirven para reducir el número de muestras a tomar. Mucho de ellos están relacionados con la matriz de información de Fisher $X'X$. Se describen a continuación los más comunes:

- D-óptimo: Es un criterio popular que tiene como efecto minimizar la varianza general en la estimación de los coeficientes de regresión. Lo cual es equivalente a maximizar:

$$\det(X'X) \quad (\text{A.18})$$

- A-óptimo: Es otro criterio común para reducir el número de muestras, obteniendo una disminución de la varianza media de los coeficientes de regresión. Lo cual equivale a minimizar:

$$\text{Tr} \left[(X'X)^{-1} \right] \quad (\text{A.19})$$

- G-óptimo: Es otro criterio, el cual busca reducir el máximo valor en la varianza de los de los coeficientes de regresión. Lo cual es equivalente a minimizar:

$$\text{máx} \left(\{x \mid x \in \text{diagonal} \left(X (X'X)^{-1} X' \right) \} \right) \quad (\text{A.20})$$

La generación de un diseño óptimo parte de un diseño factorial completo y reduce el número de muestras a tomar. La nueva combinación a tomar se caracteriza por un parámetro, la eficiencia de la misma. La eficiencia es un parámetro que va de cero a uno y ayuda a elegir entre dos combinaciones con el mismo número de muestras. En la presente tesis se ha seguido el procedimiento común de optimizar la tabla respecto al criterio D-óptimo.

Referencias

- [1] Pérez, A. G. *Estadística básica con R*. Librería UNED, 2010 (*cit. págs. 275, 277, 278*).
- [2] Fisher, R. A. «XV.—The Correlation between Relatives on the Supposition of Mendelian Inheritance.» *Transactions of the Royal Society of Edinburgh*, vol. 52.02 (1919), págs. 399-433. DOI: 10.1017/S0080456800012163 (*cit. pág. 275*).
- [3] Nuzzo, R. «Scientific method: Statistical errors». *Nature*, vol. 506.7487 (2014), págs. 150-152. DOI: 10.1038/506150a (*cit. pág. 278*).
- [4] Goodman, S. N. «Toward Evidence-Based Medical Statistics. 1: The P Value Fallacy». *Annals of Internal Medicine*, vol. 130.12 (1999), pág. 995. DOI: 10.7326/0003-4819-130-12-199906150-00008 (*cit. pág. 278*).
- [5] Goodman, S. «Of P-values and Bayes: a modest proposal.» *Epidemiology*, vol. 12.3 (2001), págs. 295-297. DOI: 10.1097/00001648-200105000-00006 (*cit. pág. 278*).
- [6] Atkinson, A., A. Donev y R. Tobias. *Optimum Experimental Designs, with SAS*. Oxford Statistical Science Series, pág. 524 (*cit. pág. 279*).